

THÈSE

présentée à la

Faculté des Sciences d'Orsay

Université de Paris

pour obtenir

Le ^{Titre} ~~Grade~~ de Docteur Ingénieur

par

MAURICE HALIOUA

SUJET de la THESE: Méthodes holographiques de déconvolution
pour la restauration a posteriori
des images optiques aberrantes.

Soutenue le 1er Juillet 1971 devant la commission d'examen

M. A. MARECHAL ... Président

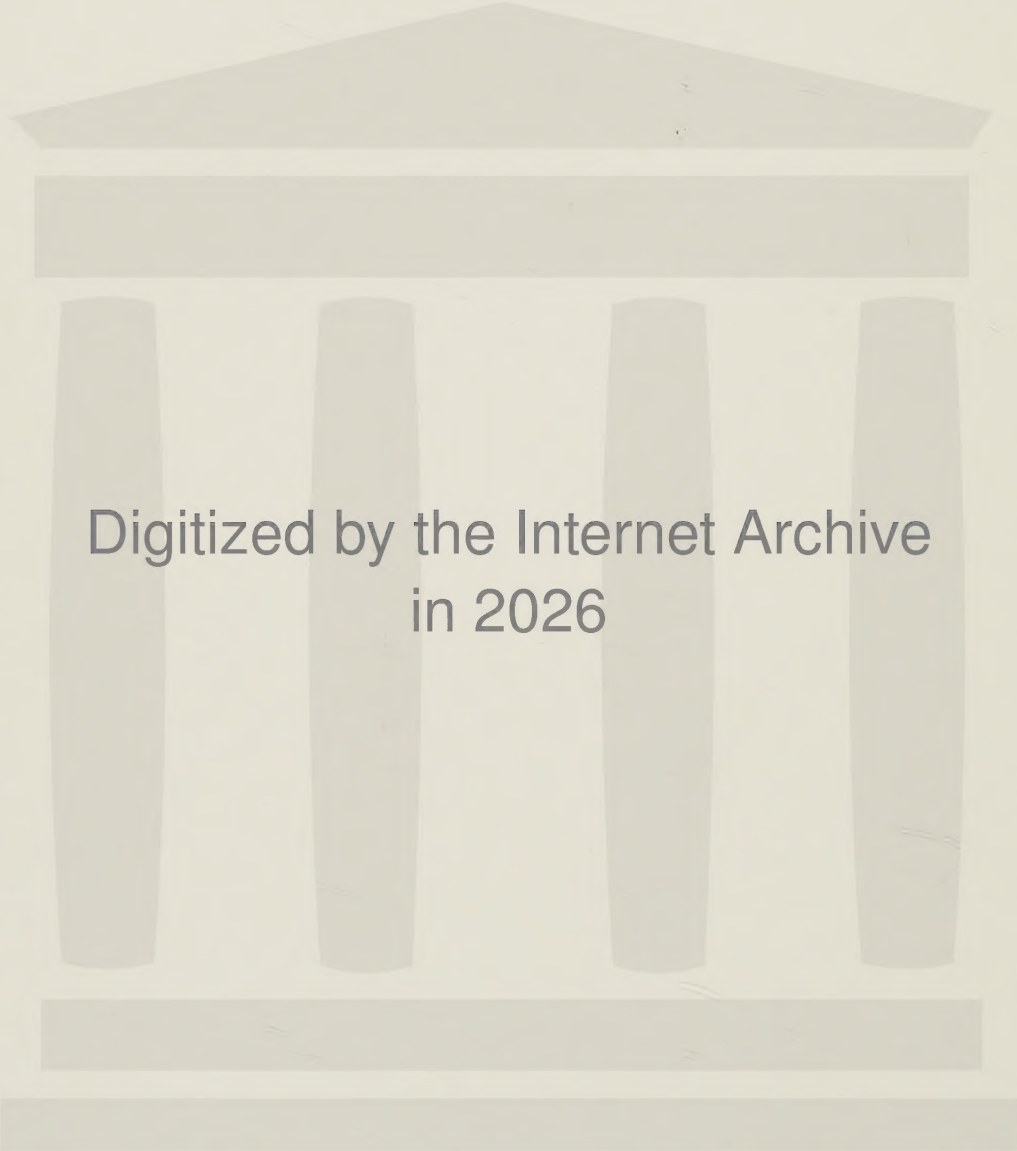
MM. S. LOWENTHAL ...

M. FRANÇON

G. STROKE (INVITÉ) ...

} Examineurs

ORSAY 1971



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556011_0007

THÈSE

présentée à la

Faculté des Sciences d'Orsay

Université de Paris

pour obtenir

Le ^{Titre} ~~Grade~~ de Docteur Ingénieur

par

MAURICE HALIOUA

SUJET de la THESE: Méthodes holographiques de déconvolution
pour la restauration a posteriori
des images optiques aberrantes.

Soutenue le 1er Juillet 1971 devant la commission d'examen

M. A. MARECHAL ... Président

MM. S. LOWENTHAL ...

M. FRANÇON

G. STROKE (INVITÉ) ...

} Examineurs

ORSAY 1971



METHODES HOLOGRAPHIQUES DE DECONVOLUTION

POUR LA RESTAURATION A POSTERIORI DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES.

a ma femme

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur le Professeur G.W. STROKE qui, après m'avoir accueilli dans son laboratoire d'Electro-Optique de l'Université de l'Etat de New-York à Stony Brook, m'a permis d'effectuer ce travail dans des conditions matérielles idéales. Sa collaboration continue et ses conseils nombreux, fruits d'une expérience considérable, m'ont été des plus précieux. Ce travail n'aurait pas été possible sans les très généreux contrats de recherche alloués à Mr. le Professeur Stroke par la "National Science Foundation" (contrats No. G.K. 28302 et G.K. 27313), par la N.A.S.A. (contrat No. N.G.R. 33-015-068) et par l' "Office of Naval Research"; qu'il me soit permis de remercier ces organismes.

Je remercie tout particulièrement Monsieur le Professeur A. Maréchal, Directeur Général de l'Institut d'Optique, de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Je lui exprime ma gratitude pour l'enseignement qu'il nous a prodigué à l'Ecole Supérieure d'Optique et qui m'a constamment inspiré dans ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Mrs. les Professeurs A. Arnulf, S. Lowenthal, J. Ducuing, G. Nomarski, M. Françon et P. Jacquinot pour leur enseignement de la plus haute qualité à l'Ecole Supérieure d'Optique et à la Faculté des Sciences de Paris.

Je remercie très vivement tous les membres de notre laboratoire pour leur collaboration amicale: Mrs. G. Indebetouw et F. Poisson pour leur collaboration dans l'expérience de déconvolution par balayage (Chapitre V) ainsi que Mr. D. Schlakier pour la partie électronique de cette même expérience. Mr. F. Furrer de l'Institut Fédéral de Technologie de Zurich, en visite chez nous, pour m'avoir initié à cet art difficile qu'est la sensitométrie et en particulier aux techniques de "Masking". Mrs. C. Puech, D. Lamberty, G. Hayat et A. Labeyrie pour des discussions fructueuses.

Mes remerciements vont aussi à de nombreuses personnes avec lesquelles nous avons eu des contacts très enrichissants:

Monsieur le Professeur D. Gabor pour son intérêt dans ce travail et d'importantes communications privées faites à Monsieur le Professeur Stroke. Mrs. les Professeurs A.V. Crewe de l'Université de Chicago, D.J. Marvin de l'Université de Yale; Dr. J.F. Burke de l'Université de Harvard et du "Mass. General Hospital" pour de nombreuses communications privées dans l'aspect biologique lié avec la microscopie électronique.

Dr. A.J. Saphir de l'Université de Stanford et Mr. D.J. Evins Directeur de "Materials Analysis Company" à Palo Alto pour leur initiative et de fructueuses discussions en relation avec la partie microscopie électronique.

Je remercie encore:

Mr. D.J. Evins de "Materials Analysis Company" qui, en relation avec Mr. le Professeur Stroke, a mis à ma disposition, lors d'une visite à Palo Alto, un micros-

cope électronique (SX II) et des techniciens habiles pour enregistrer la micrographie d'Or-Palladium.

Mr. le Professeur A.V. Crewe et son assistant J.Wall de nous avoir accueilli dans leur laboratoire de Chicago et de nous avoir fourni les micrographies de virus à très haute résolution.

Mrs. K. Fredga, W.S. Muney et J.H. Underwood de la N.A.S.A., de nous avoir fourni la photographie de Rayons-X du Soleil prise avec leur "pinhole camera" lors d'un vol spatial.

Je suis enfin particulièrement reconnaissant à Mmes. C. Hayat et C. Labeyrie pour avoir réussi la prouesse de dactylographier le manuscrit et d'effectuer les figures et tracés de microdensitomètre, dans le temps très limité qu'il leur a été alloué.

Ce travail a été effectué sous la direction de Mr. le Professeur G.W. STROKE et avec sa collaboration, dans son laboratoire d'Electro-Optique de l'Université de l'Etat de New York à Stony Brook. Ce travail représente la réalisation des idées émises par MARECHAL et CROCE en 1953 sur la théorie du filtrage optique des fréquences spatiales dans son application au problème de l'amélioration des images; il démontre aussi le succès de l'application des méthodes holographiques proposées pour la première fois, en vue d'apporter une solution générale au problème de la restauration des images aberrantes, par STROKE et ZECH en 1967.

TABLE DES MATIERES

<u>RESUME</u>	1
<u>INTRODUCTION</u>	3
<u>CHAPITRE PREMIER: RAPPELS SUR L'OPTIQUE DE FOURIER.</u>	7
I-1 Analyse de Fourier du processus de formation des images.	8
I-1-1 Analyse de Fourier d'un objet lumineux.	8
I-1-2 Imagerie incohérente.	9
I-1-3 Analyse de Fourier du processus d'imagerie.	10
I-2 Propriété de Fourier des lentilles.	12
I-3 Notions sur l'holographie de Fourier.	14
I-4 L'image photographique.	17
 <u>CHAPITRE DEUXIEME: THEORIE DE LA DECONVOLUTION DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES.</u>	 20
I Information contenue dans une image optique.	21
II Qualité des images optiques. Convolution.	22
II-1 Quantité d'information et qualité des images.	22
II-2 La convolution en optique.	23
II-3 Exemples de convolution.	24
III Restauration des images aberrantes en l'absence de bruit de fond.	29
III-1 Définition de la notion de restauration d'images.	29
III-2 Etude mathématique: Restauration théorique.	29
III-3 Fonction de transfert optimale en optique.	31
III-3-1 Critère de l'écart quadratique moyen.	31
III-3-2 Critère de l'écart linéaire.	33
III-3-3 Conclusion.	34

III-4	Etude mathématique. Restauration optimale.	36
III-5	Un exemple: Image avec défaut de mise au point.	38
IV	Restauration des images aberrantes en présence de bruit de fond.	41
IV-1	Bruit de fond et information dans les images optiques.	41
IV-2	Bruit de fond et restauration optimale.	43
IV-2-1	Bruit aléatoire additif.	44
IV-2-2	Bruit multiplicatif faible.	44
IV-2-3	Conclusion pratique; restauration optimale.	45
V	Principales méthodes de déconvolution.	47
1	Méthodes optiques: traitement en éclairage cohérent.	
2	Méthodes opto-électroniques: traitement en éclairage incohérent.	
3	Méthodes digitales: traitement par ordinateur.	

CHAPITRE TROISIEME: DECONVOLUTION A HAUTE-RESOLUTION DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES
PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE DES FREQUENCES SPATIALES.
PREMIERE PARTIE: PRINCIPE DE LA METHODE.

52

I	Principe du filtrage des fréquences spatiales en lumière cohérente: application à la déconvolution.	53
I-1	Le montage de double diffraction.	53
I-2	Le filtrage des fréquences spatiales.	54
I-3	Filtrage des fréquences spatiales et déconvolution.	54
II	Méthodes non holographiques de restauration d'images et leurs limites.	56
III	Déconvolution par filtrage holographique des fréquences spatiales.	57
III-1	Enregistrement du filtre.	57
III-2	Les difficultés.	60
IV	Déconvolution à haute résolution par filtrage holographique des fréquences spatiales: notre nouvelle méthode.	62
IV-1	Les avantages de la nouvelle méthode.	62
IV-1-1	Contrôle et linéarité de l'enregistrement.	63
IV-1-2	Capacité de résolution du filtre.	64
IV-2	Principe d'enregistrement du filtre holographique.	65
IV-2-2	Filtre de phase holographique.	65
IV-2-1	Partie amplitude.	65
V	Etude sur un exemple du processus holographique de déconvolution.	68
V-1	Le filtre holographique de division.	68
V-1-1	Composante d'amplitude photographique.	68
V-1-2	Composante de phase holographique.	69

V-1-3	Transmission globale du filtre.	72
V-2	Le processus de déconvolution holographique.	73

CHAPITRE QUATRIEME: DECONVOLUTION A HAUTE-RESOLUTION DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES
PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE DES FREQUENCES SPATIALES.
DEUXIEME PARTIE: EXPERIENCES ET RESULTATS. 79

I	Sensitométrie des émulsions.	80
I-1	Mesures sensitométriques de quelques émulsions.	81
I-2	Schéma de copie d'un négatif image en un positif image.	90
I-3	Extension de la dynamique linéaire des émulsions.	90
II	Enregistrement des images aberrantes-test.	101
II-1	Transmission en amplitude et gammas nécessaires.	101
II-2	Enregistrement.	102
III	Fabrication du filtre de division.	106
III-1	Composante photographique d'amplitude.	106
III-2	Fabrication de la composante holographique de phase.	111
IV	Calculs d'erreurs sur l'image reconstruite.	114
IV-1	Erreurs de linéarité dans l'enregistrement de $g(M)$.	114
IV-2	Erreur de linéarité dans le filtre.	115
IV-3	Influence du "bruit cohérent".	116
V	Résultats expérimentaux.	118
V-1	Filtrage haute-résolution.	119
V-2	Filtrage à résolution moyenne.	122

CHAPITRE CINQUIEME: DECONVOLUTION SANS BRUIT DES IMAGES ABERRANTES PAR BALAYAGE
HOLOGRAPHIQUE DANS LE DOMAINE SPATIAL AVEC RECONSTRUCTION
INCOHERENTE. 131

I	Déconvolution dans le domaine spatial en lumière incohérente.	132
II	La méthode holographique de déconvolution spatiale.	134
II-1	Formulation mathématique.	134
II-2	Formulation plus réaliste de la fonction de balayage.	135
II-3	Réalisation de $s(M)$ à partir du filtre holographique de division.	136

II-4	Réalisation de l'intégration en amplitude.	137
II-5	Les avantages de la méthode.	138
III	Réalisation expérimentale.	141
III-1	Le montage expérimental utilisé.	141
III-2	Le mécanisme de balayage.	141
III-3	La détection photo-électrique.	143
III-4	L'amplification du signal photo-électrique.	144
III-5	Le système de reconstruction lumineuse.	146
IV	Résultats	148

CHAPITRE SIXIEME: DECONVOLUTION DES IMAGES ABERRANTES PAR HOLOGRAPHIE DE FOURIER A SOURCE ETENDUE. 151

I	Principe de la méthode.	152
I-1	Technique holographique pour convoluer deux fonctions.	152
I-2	Application au problème de la déconvolution.	153
I-3	Un cas particulier intéressant.	155
I-4	Avantages de cette méthode.	156
II	Réalisation expérimentale et résultats.	157
II-1	Le montage expérimental.	157
II-2	Enregistrement des hologrammes.	158
II-3	Résultats	158

CHAPITRE SEPTIEME: APPLICATIONS 161

	Introduction.	162
I	Cas des aberrations accidentelles.	165
I-1	Cas du mouvement.	165
I-2	Défaut de mise au point.	166
II	Cas de la photographie spatiale en Rayons X à l'aide d'une chambre à sténopé.	
II-1	Introduction sur l'imagerie en Rayons X	170
II-2	Photographie du Soleil en Rayons X à l'aide d'une chambre à sténopé.	
II-3	Restauration des clichés du soleil en Rayons X.	171
III	Application à la microscopie électronique	174
III-1	Introduction	174
III-2	Notions sur la microscopie électronique par balayage.	175
III-3	Restauration des micrographies électroniques.	176
III-4	Expériences et résultats.	178
III-5	Une possibilité d'amélioration.	180

IV	Autres applications possibles.	183
	IV-1 En Radiographie	183
	IV-2 En Astronomie	183
	IV-3 En Spectroscopie	183
	IV-4 Apodisation	184
CONCLUSION GENERALE		187
PUBLICATIONS DE L'AUTEUR		190

Une Image vaut mille Mots

Confucius

RESUME

Après avoir rappelé brièvement la théorie de la formation des images en lumière incohérente à l'aide du formalisme de Fourier ainsi que les propriétés élémentaires des hologrammes de Fourier, nous définissons la quantité d'information objective contenue dans une image optique et décrivons comment l'information originale, à l'intérieur de la bande passante de l'instrument, se trouve seulement codée dans l'image aberrante sous la forme d'une équation de convolution dans le cas des systèmes linéaires et stationnaires.

Restaurer l'image aberrante revient en théorie à résoudre une équation intégrale de convolution: l'opération appelée déconvolution revient à effectuer une division dans le domaine de Fourier. Nous montrons que la solution théorique linéaire, qui conduit souvent à des difficultés mathématiques ne fournit pas la meilleure image restaurée; nous sommes donc amenés à modifier l'expression de la solution linéaire pour éliminer les difficultés mathématiques d'une part et pour obtenir d'autre part une fonction de filtrage optimale pour l'image restaurée qui tienne compte du bruit de fond optique.

Nous proposons trois méthodes optiques et opto-électroniques pour effectuer cette déconvolution:

- Dans la première méthode la déconvolution est réalisée par filtrage des fréquences spatiales dans un montage de double diffraction en lumière cohérente: la division est effectuée, comme dans la théorie, dans le plan de Fourier en y plaçant un filtre-

hologramme dit de division égal à la solution non linéaire dont il est question ci-dessus.

- Dans la deuxième méthode la déconvolution est réalisée directement dans le domaine spatial en effectuant une nouvelle convolution, par balayage et intégration photo-électrique, de l'image aberrante avec une fonction obtenue à partir du même filtre holographique de division utilisé dans la méthode précédente. Cette méthode a pour avantage principal de fournir une reconstruction incohérente.

- La troisième méthode est purement holographique: nous montrons que l'hologramme de Fourier de l'image déconvoluée peut être obtenu directement en enregistrant à travers la partie amplitude du filtre de division l'hologramme de Fourier de l'image aberrante en prenant la tache de diffusion pour source de référence étendue. L'image restaurée est obtenue dans une seconde étape par transformation optique de Fourier.

Ces méthodes dont la mise en oeuvre est souvent délicate conduisent à des déconvolutions à très haute résolution. Nous montrons des résultats obtenus dans des expériences-test choisies pour illustrer les différents aspects du problème. Nous avons appliqué ces méthodes à des cas réels, ce qui nous a permis de restaurer des photographies du soleil en Rayons X prises lors du vol d'une fusée Aerobee en 1968, d'améliorer par un facteur de l'ordre de 2 la résolution des microscopes électroniques les plus puissants par traitement a posteriori des micrographies obtenues dans les conditions optimales, et de restaurer une photographie prise par le satellite Gemini XII en 1968 avec une erreur de mise au point.

INTRODUCTION

Dans tout système optique la réponse-image est toujours différente du signal-objet à cause des imperfections inhérentes aux systèmes réels. Il est bien connu que l'image d'un point source isolé n'est jamais un point parfait mais une certaine distribution d'intensité lumineuse (la fonction de diffusion); il en résulte une perte de résolution et de contraste par rapport à l'objet original.

Les imperfections des systèmes optiques sont dues:

- à des phénomènes théoriques fondamentaux tels que la diffraction liée à la nature ondulatoire de la lumière,
- à des phénomènes pratiques fondamentaux tels que la taille nécessairement finie du spot dans les systèmes à balayage ou la largeur finie de la pente des spectrocopes, pour des raisons énergétiques,
- aux aberrations géométriques des composants optiques ou à la turbulence du milieu environnant,
- à des phénomènes accidentels tels que le mouvement relatif entre l'objet et l'instrument, ou le défaut de mise au point par exemple.

Nous appellerons "aberrations" toutes les causes d'imperfections autres que la diffraction.

La diffraction définit la bande passante de fréquences spatiales (fonction de transfert) de l'instrument réel parfait, c'est-à-dire la quantité d'information

intrinsèque contenue dans l'image. Les aberrations, à ouverture d'instrument égale, introduisent une déformation de la fonction de transfert diffractiennelle sans modifier l'étendue de la bande passante: cela a pour effet de produire une distorsion de l'information transmise qui se trouve maintenant déployée sous la forme codée d'une équation de convolution entre la réponse idéale (image géométrique) et la fonction de diffusion, dans le cas des instruments linéaires et stationnaires.

Les instruments formant des images ont une importance fondamentale en physique (astronomie, spectroscopie, microscopie électronique etc...) c'est pourquoi un effort considérable a été fait depuis longtemps pour tenter d'améliorer la qualité des images obtensibles avec les meilleurs instruments en existence. A ce propos il existe deux genres de méthodes optiques pour restaurer les images imparfaites:

- La première méthode consiste à compenser directement les imperfections de l'instrument en plaçant dans le plan de la pupille un filtre optique. Cette méthode suppose la connaissance a priori des imperfections de l'instrument et nécessite le calcul et la réalisation de fonctions de transmission complexes utilisées en imagerie incohérente. Des résultats remarquables ont été ainsi obtenus notamment dans le cas de l'apodisation [Jacquinot et Roisen-Dossier 1]. Ces méthodes restent difficiles à mettre en oeuvre dans le cas général.

- La seconde méthode, qui nous intéresse ici, consiste à traiter les images, a posteriori, en vue de compenser les imperfections introduites lors de leur enregistrement. En 1953, Maréchal et Croce [2] proposent pour la première fois la possibilité de cette méthode et sa réalisation à l'aide de leur concept du filtrage des fréquences spatiales dans un montage de double diffraction en lumière cohérente. En 1958, Tsujiuchi [3] réalise les premiers filtres de fréquences complexes par

évaporation dans le cas particulier de déphasages égaux à $\pi/2$ suivant une géométrie simple. Ce n'est qu'en 1967 que Stroke et Zech proposent une expression holographique du filtre de fréquence, dit filtre de division, pour la méthode du filtrage des fréquences spatiales, réalisable dans le cas général à partir de la tache de diffusion expérimentale.

En 1970, nous proposons [Stroke et Halioua, 5], pour la méthode de filtrage des fréquences spatiales, une nouvelle expression holographique pour le filtre de division qui rend sa fabrication contrôlable avec précision et le rend opérationnel avec de très hautes résolutions. Nous proposons en même temps [Stroke et Halioua, 5] une deuxième méthode purement holographique de restauration des images aberrantes utilisant les propriétés de l'holographie de Fourier à source étendue. Nous proposons enfin [Stroke, Halioua et Indebetouw, 6] une troisième méthode opérant directement dans le domaine spatial par balayage de l'image aberrante par une fonction convenable réalisée par holographie: la reconstruction, après intégration photo-électrique, se fait en lumière incohérente et sans bruit.

Dans ces trois dernières méthodes la restauration est réalisable dans le cas général à partir de la fonction de diffusion expérimentale: elles ne nécessitent donc plus la connaissance a priori des aberrations ni aucun calcul intermédiaire.

Notons qu'il existe aujourd'hui des méthodes de traitement digital par ordinateur pour restaurer les images, a posteriori, opérant soit dans l'espace de Fourier soit directement dans le domaine spatial [Harris, 7]. Ces méthodes n'introduisent pas de bruit propre et sont douées d'une grande souplesse d'opération: malheureuse-

ment la vitesse et la capacité de calcul des ordinateurs les plus puissants en existence sont encore bien inférieures à celles des méthodes optiques, notamment en ce qui concerne le calcul des transformées de Fourier à deux dimensions.

REFERENCES

- 1 P. JACQUINOT et B. ROISSEN-DOSSIER
 "Apodisation"
 "Progress in Optics", III, p. 29-186
 Ed. E. Wolf, North-Holland Pub. Co. Amsterdam 1964.
- 2 A. MARECHAL et P. CROCE
 "Un filtre de fréquences spatiales pour l'amélioration du contraste des images optiques"
 C.R. Ac. Sc., 237, p. 607, 1953.
- 3 J. TSUJIUCHI
 "Correction of optical images by compensation of aberrations and by spatial frequency filtering"
 "Progress in Optics", II, p. 131-180.
 Ed. E. Wolf, North-Holland, Pub. Co. Amsterdam 1963.
- 4 G.W. STROKE et R.G. ZECH
 "A posteriori Image-Correcting Deconvolution by holographic Fourier-Transform division"
 Phys. Lett., 25 A, p. 89-90, 1967.
- 5 G.W. STROKE and M. HALIOUA
 "A new holographic image deblurring method"
 Phys. Lett., 33 A, p.3-4, 1970.
- 6 G.W. STROKE, M. HALIOUA and G. INDEBETOUW
 "Laser-Light spatial-domain scanning deconvolution of blurred photographs using the general holographic deblurring filter"
 Phys. Lett., 31 A, p. 341-342, 1970.
- 7 J.L. HARRIS, Sr.
 "Image evaluation and restoration"
 J.O.S.A. 56, p. 569-574, 1966.

CHAPITRE PREMIER

RAPPELS SUR L'OPTIQUE DE FOURIER.

I-1 ANALYSE DE FOURIER DU PROCESSUS DE FORMATION DES IMAGES

I-1-1 Analyse de Fourier d'un objet lumineux:

Nous nous plaçons dans le cas de l'éclairage spatialement incohérent et monochromatique. Toutes les fonctions sont normalisées.

Soit un objet dont la répartition de luminance (densité spatiale d'intensité) est une fonction à deux dimensions:

$$f(\vec{M}) = f(x, y)$$

En général on peut faire subir à cette fonction une transformation de Fourier:

$$f(xy) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) \exp[i2\pi(ux+vy)] du dv$$

ou encore vectoriellement:

$$f(\vec{M}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(\vec{U}) \exp[i2\pi\vec{U} \cdot \vec{M}] d\vec{U}$$

$F(u, v)$ est dit spectre de $f(xy)$ et u et v sont des fréquences spatiales (unité: lignes mm); $\vec{U}(u, v)$ est le vecteur d'onde et appartient à l'espace de Fourier. On interprète cette relation en disant qu'il est possible de reconstruire n'importe quel objet par une superposition judicieuse de composantes sinusoïdales de fréquence $|\vec{U}|$, d'orientation celle de $\vec{U}$ et d'amplitude $F(\vec{U})$. Dans le cas particulier où

$f(\vec{M})$ est une fonction périodique (période p_0), elle peut s'écrire en une série de Fourier: par exemple à une dimension:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n \exp\left[\frac{i2\pi n}{p_0} x\right] \text{ avec } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$$

I-1-2 Imagerie incohérente:

Considérons maintenant un instrument d'optique généralisé, c'est-à-dire travaillant dans des domaines spectraux tels que les radiations visibles, les rayons X ou même les faisceaux d'électrons (microscopie électronique); l'instrument est schématisé par la figure 1 et nous le supposerons de révolution. Nous normaliserons le grandissement à 1.

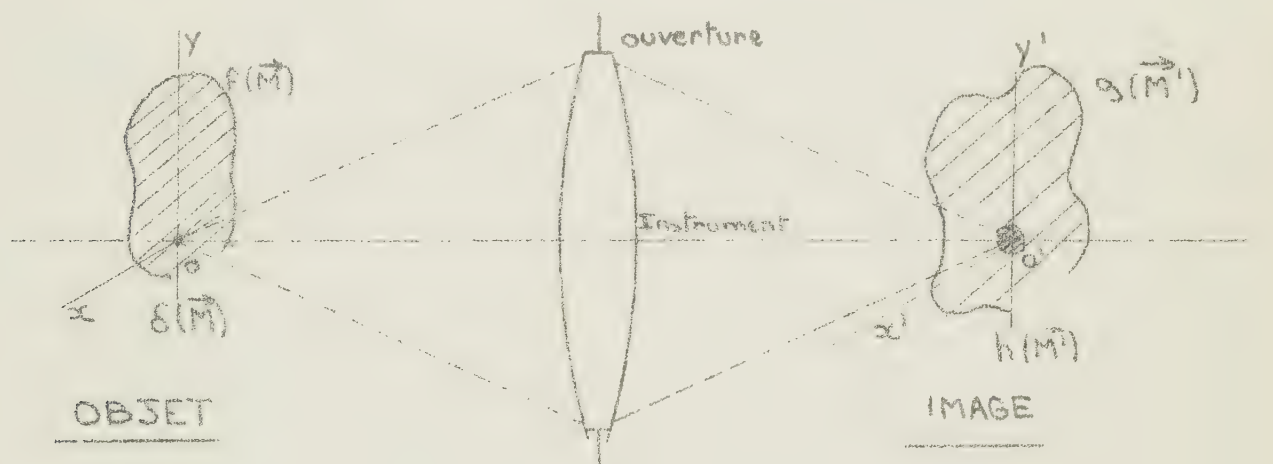


Fig.1

L'image d'un point source d'intensité $\delta(\vec{M})$ (fonction de Dirac égale à 1 pour $\vec{M} = 0$, égale à 0 ailleurs) est une certaine fonction $h(\vec{M}')$, dite "fonction de diffusion" qui tient compte de la diffraction et des aberrations dans l'instrument, de la diffusion dans le récepteur (plaque photographique, écran cathodique) et de

tous les phénomènes de dégradations additifs. La transformation objet $\rightarrow$ image est linéaire dans le cas de l'éclairage parfaitement incohérent:

$$\text{Si } f_1(\vec{M}) \rightarrow g_1(\vec{M}) \text{ et } f_2(\vec{M}) \rightarrow g_2(\vec{M}) \Rightarrow k_1 f_1(\vec{M}) + k_2 f_2(\vec{M}) \rightarrow k_1 g_1(\vec{M}) + k_2 g_2(\vec{M})$$

Si les aberrations varient peu dans le champ, elle est aussi stationnaire:

$$\text{Si } f(\vec{M}) \rightarrow h(\vec{M}') \Rightarrow f(\vec{M} - \vec{M}_0) \rightarrow h(\vec{M}' - \vec{M}_0')$$

Dans ces conditions, la distribution des éclairissements dans l'image s'écrit sous la forme d'une intégrale de convolution (valable pour toute transformation linéaire et stationnaire):

$$g(\vec{M}') = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{M}) h(\vec{M}' - \vec{M}) d\vec{M}$$

symboliquement: $g(\vec{M}') = f(\vec{M}') * h(\vec{M}')$

I-1-3 Analyse de Fourier du processus d'imagerie:

Le processus de formation des images, décrit par une équation de convolution dans le domaine spatial, peut être interprété de manière très simple dans le domaine de Fourier:

$$\text{Si } f(\vec{M}') \rightarrow F(\vec{U})$$

$$h(\vec{M}') \rightarrow H(\vec{U})$$

$$g(\vec{M}') \rightarrow G(\vec{U})$$

$$\text{Alors: } G(\vec{U}) = F(\vec{U}) \cdot H(\vec{U})$$

L'"image" $G(\vec{U})$ est obtenue à partir de l'objet par une simple multiplication par la fonction $H(\vec{U})$ dite "Fonction de transfert" de l'instrument. $H(\vec{U})$, transformée de la fonction de diffusion $h(\vec{M}')$, caractérise de manière unique la qualité de l'imagerie, elle indique comment chaque composante spectrale de l'objet est

transmise; elle présente toujours une fréquence de coupure $\vec{U}_0$.

Un instrument d'optique apparaît donc comme un filtre linéaire de fréquences du genre passe-bas. La figure 2 montre divers cas de fonctions de diffusion et la fonction de transfert associée

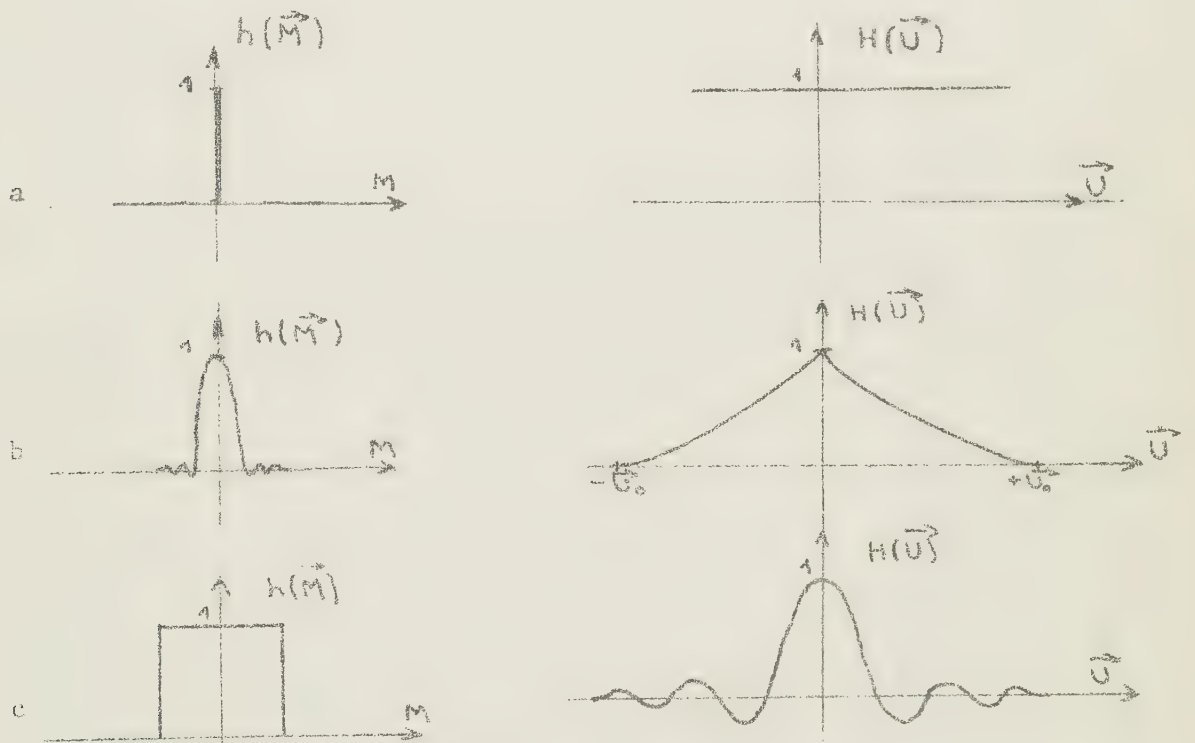


Fig.2 a: cas de l'instrument parfait idéal.

b: cas de l'instrument parfait réel (limité par la seule diffraction).

c: cas de l'instrument aberrant.

I-2 PROPRIETES DE FOURIER DES LENTILLES

Soit une transparence photographique, dont la transmission en amplitude est $t(xy)$, placée au foyer objet d'une lentille supposée parfaite; éclairons avec une onde plane monochromatique. Nous cherchons la distribution des amplitudes dans le plan focal image:

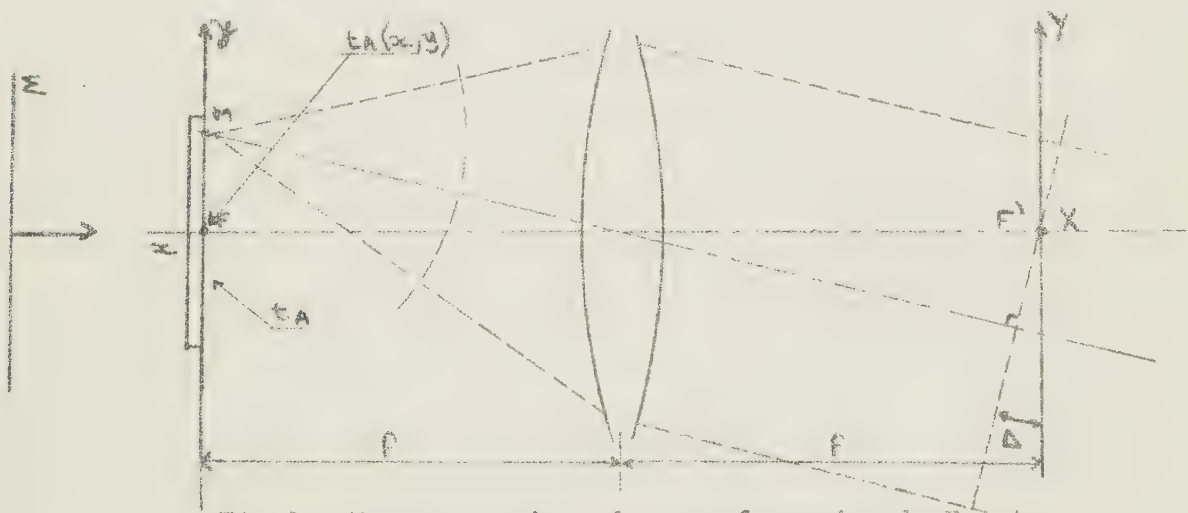


Fig.3: Montage optique de transformation de Fourier

L'application de la théorie électromagnétique (équations de Maxwell) donnerait la solution rigoureuse à ce problème.

Un raisonnement très simple permet de retrouver le résultat dans le cas des systèmes à faible ouverture dans l'approximation scalaire: chaque point objet (x_o, y_o) "diffracte" une ondelette sphérique qui devient plane dans l'espace image et d'amplitude $t_A(x_o, y_o) dx_o dy_o$; l'amplitude induite au point x, y du plan focal F' est:

$$\begin{aligned} dF_A(xy) &= t_A(x_o, y_o) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(x_o, y_o, X, Y) \right] dx_o dy_o \\ &= t_A(x_o, y_o) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{Xx + Yy}{F} \right] dx_o dy_o \end{aligned}$$

L'amplitude totale dans le plan F' s'obtient en sommant (en amplitude) les contributions de chaque point objet:

$$T_A(X, Y) = \iint t_A(xy) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} \frac{Xx + Yy}{F} \right] dx dy$$

en posant $\frac{X}{\lambda F} = u$, $\frac{Y}{\lambda F} = v$, fréquences spatiales dans le plan X, Y

$$T_A(u, v) = \iint t_A(x, y) \exp [i 2\pi (ux + vy)] dx dy$$

La distribution des amplitudes dans le plan focal image F' est égale à la transformée de Fourier de la transparence en amplitude de l'objet $t_A(xy)$.

$T_A(u, v)$ donne, sous forme de distribution spatiale l'étendue et l'amplitude des fréquences-composantes de l'objet.

En optique, une source de lumière cohérente (laser) et un "bon" objectif permettent le calcul ultra-rapide de transformées de Fourier de fonctions à deux dimensions indépendamment de la complexité des fonctions envisagées. De plus, "l'espace de Fourier" (celui des fréquences spatiales) est visible et accessible matériellement.

Rappelons que le calcul rapide des Transformées de Fourier est encore un problème long et difficile même pour les plus puissants ordinateurs existant à l'heure actuelle.

I-3 NOTIONS SUR L'HOLOGRAPHIE DE FOURIER

Les techniques holographiques sont les seules méthodes optiques qui permettent l'enregistrement de fonctions complexes (amplitude et phase) sous forme de transparence photographique. Le principe est schématisé sur la figure 4:

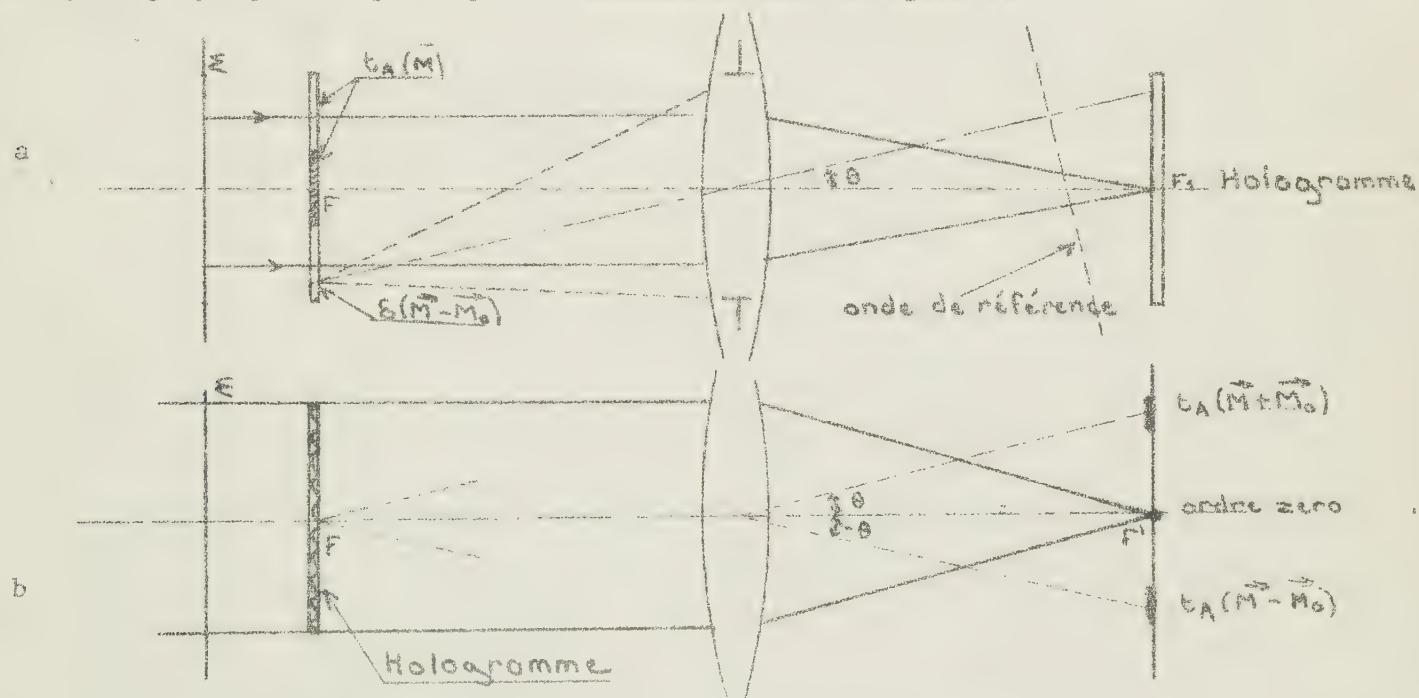


Fig.4: a: Montage d'enregistrement de l'hologramme.

b: Montage de restitution.

L'amplitude dans le plan focal objet de la lentille s'écrit:

$$a(\vec{M}) = t_A(\vec{M}) + \delta(\vec{M} - \vec{M}_0)$$

Dans le plan image (plan de Fourier) l'amplitude s'écrit donc:

$$A(\vec{U}) = T_A(\vec{U}) \exp[-i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}]$$

Une plaque photographique exposée dans le plan de Fourier enregistre l'intensité:

$$|A|^2 = |T_A(\vec{U}) + \exp[-i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}]|^2$$

Si la plaque a été développée avec une pente γ (pente de la courbe log illumination $\rightarrow$ densité) sa transparence en amplitude a pour expression:

$$\tau_A = (|T_A(\vec{U}) + \exp[-i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}]|^2)^{-\frac{\gamma}{2}}$$

$$\text{soit: } \tau_A = (1 + |T_A(\vec{U})|^2 + T_A(\vec{U}) \exp[i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}] + T_A^*(\vec{U}) \exp[-i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}])^{-\frac{\gamma}{2}}$$

Faisons l'hypothèse que $|T_A(\vec{U})| \ll 1$, c'est-à-dire que l'onde plane de référence issue du point source $\delta(\vec{M} - \vec{M}_0)$ est beaucoup plus intense que l'onde objet $T_A(\vec{U})$.

Dans ces conditions la transparence de l'hologramme devient:

$$\tau_A \approx 1 - \frac{\gamma}{2} T_A(\vec{U}) \exp[i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}] - \frac{\gamma}{2} T_A^*(\vec{U}) \exp[-i2\pi\vec{M}_0 \cdot \vec{U}]$$

Si l'on éclaire l'hologramme avec une onde plane il diffracte trois ondes: une dans la même direction que l'onde incidente (ordre 0), $T_A(\vec{U})$ dans la direction $\theta = \frac{|\vec{M}_0|}{f}$ (ordre + 1), et $T_A^*(\vec{U})$ dans la direction $-\theta = -\frac{\vec{M}_0}{f}$ (ordre -1).

Les trois termes apparaissant dans τ_A sont donc spatialement séparés et l'on peut simplifier l'écriture en omettant les termes d'obliquités et les constantes multiplicatives: $\tau_A = 1 + T_A(\vec{U}) + T_A^*(\vec{U})$

Si l'approximation $|T_A(\vec{U})| \ll 1$ n'est pas bien vérifiée il s'introduit dans le développement en séries de τ_A , des termes d'ordre supérieur à 1 (non linéarités) du genre:

$$T_A^n(\vec{U}) \exp[i2\pi n\vec{M}_0 \cdot \vec{U}]$$

Ces termes correspondent à des fonctions diffractées dans la direction $n\theta$ et sortent généralement du champ utile.

Dans le plan F' de la lentille on reconstruit l'objet original $t_A(\vec{M})$ traduit du vecteur $\vec{M}_0$. On reconstruit aussi son conjugué $t_A^*(\vec{M})$ traduit de $-\vec{M}_0$.

Conclusion:

On dit que la transmission de l'hologramme est $T_A(\vec{U})$ ou $T_A^*(\vec{U})$; ce sont des fonctions en général complexes. Une application très importante des hologrammes de Fourier est leur utilisation comme "filtres complexes" dans les techniques de traitement optique de l'information.

IV L'IMAGE PHOTOGRAPHIQUE [10]

Nous nous limiterons ici à la définition des principaux paramètres qui entrent en jeu dans la sensitométrie élémentaire.

1 Transparence en intensité et densité optique

La transparence en intensité T est égale au rapport des flux incidents et transmis en un point de l'émulsion impressionnée et développée:

$$T = \frac{F_t}{F_i} \quad \text{avec } 0 \leq T \leq 1 \quad (1)$$

On appelle densité optique de l'émulsion impressionnée la quantité:

$$D = \log(1/T) \quad (2)$$

2 Courbe caractéristique de noircissement

Soit E l'éclairement du film et τ le temps de pose, on appelle illumination I le produit:

$$I = E \tau \quad (3)$$

On a l'habitude de caractériser une émulsion par la courbe $D = f[\log I]$ appelée courbe caractéristique ou courbe H.D. (Hurter-Driffield) qui a en général l'allure de la figure 5 .

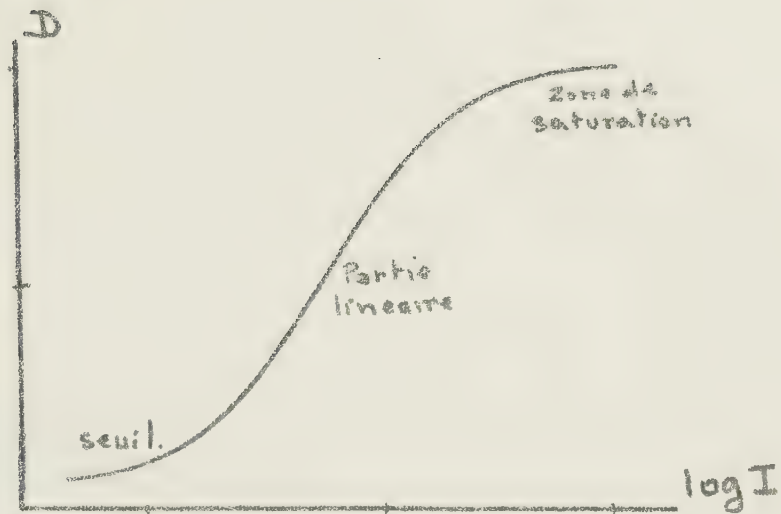


Fig. 5 : Caractéristique photographique.

Dans la région linéaire:

$$D = \gamma \log I \quad (4)$$

La transmission en intensité s'écrit alors:

$$T = I^{-\gamma} \quad (5)$$

Nous avons surtout besoin ultérieurement de la transmission en amplitude:

$$t_A = I^{-\frac{\gamma}{2}} \quad (6)$$

REFERENCES

- 1 A. Maréchal et M. Françon.
"Diffraction"
Revue d'Optique, Paris, 1960.
- 2 P. Duffieux.
"L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique"
Faculté des Sciences, Besançon, 1946.
- 3 J. Arsac.
"Transformation de Fourier et Théorie des Distributions"
Dunod, Paris, 1960.
- 4 R. M. Bracewell.
"The Fourier Transform and its applications"
Mc Graw-Hill, New-York, 1965.
- 5 G.W. Stroke.
"Diffraction Gratings"
Handbuch der Physik, vol. 29, Springer, Berlin, 1967.
- 6 M. Born and E. Wolf
"Principles of Optics"
Second edition, Pergamon Press, Oxford, 1964.
- 7 G.W. Stroke.
"An Introduction to Coherent Optics and Holography"
Second edition, Academic Press, New-York, 1969.
- 8 E.L. O'Neill.
"Introduction to statistical optics."
Addison-Wesley Pub. Co. Reading, Mass. 1963.
- 9 J.W. Goodman
"Introduction to Fourier Optics"
Mc. Graw-Hill, San Francisco, 1968.
- 10 C.E.K. Mees and T.H. James (Eds)
"The theory of the photographic process"
3rd Ed. Macmillan, New York, 1966.

CHAPITRE DEUXIEME

THEORIE DE LA DECONVOLUTION

DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES.

I INFORMATION CONTENUE DANS UNE IMAGE OPTIQUE

Plusieurs auteurs (Gabor, Toraldo di Francia par exemple) ont appliqué avec succès à l'optique les résultats de la théorie de l'information de Shannon et Wiener.

[1-2].

Nous nous attacherons essentiellement à l'évaluation de la quantité d'information contenue dans une image optique donnée et cela à l'aide de critères objectifs: un instrument d'optique se comportant toujours comme un filtre passe-bas [voir Rappels], la bande de fréquences spatiales d'une image $g(m)$ est toujours limitée et contenue entièrement à l'intérieur de la fonction de transfert $H(U)$ de l'instrument. On peut donc appliquer à la fonction image le théorème d'interpolation:

$$g(xy) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} g\left(\frac{n}{2u_0}, \frac{m}{2v_0}\right) \frac{\sin(2\pi u_0 x - n\pi)}{2\pi u_0 x - n\pi} \cdot \frac{\sin(2\pi v_0 y - m\pi)}{2\pi v_0 y - m\pi} \quad (1)$$

Il en résulte que l'image est parfaitement connue si l'on connaît l'éclairement en un nombre fini de points: par exemple dans le cas d'une pupille carrée avec une ouverture image $z\alpha'$ (fréquence limite $u_0 = v_0 = \frac{2\alpha'}{\lambda}$) l'image est complètement déterminée si l'on connaît la valeur de l'éclairement en des points disposés aux noeuds d'un quadrillage de côté $\frac{1}{2u_0}$.

En conclusion, l'image ne dépend que d'un nombre fini de paramètres indépendants (degrés de liberté) en l'occurrence $N = 4u_0^2$ degrés de liberté par unité de surface pour l'exemple de la pupille carrée. Ainsi l'application du théorème d'interpolation permet de définir la quantité d'information objective contenue dans une image optique; cette quantité d'information est finie et ne dépend que de l'étendue de la bande passante de fréquences.

II QUALITE DES IMAGES OPTIQUES. CONVOLUTION

II-1 Quantité d'information et qualité des images:

Comme nous l'avons vu, il est possible d'associer à une image optique une quantité d'information intrinsèque qui ne dépend que de l'étendue de la fonction de transfert de l'instrument (largeur de la bande passante). Ainsi, par exemple on en déduit le résultat, à priori paradoxal, qu'en lumière incohérente il y a la même quantité d'information contenue dans deux images enregistrées respectivement avec une pupille circulaire normale et une pupille annulaire de même diamètre: les fonctions de transfert correspondantes ont en effet même étendue spectrale.

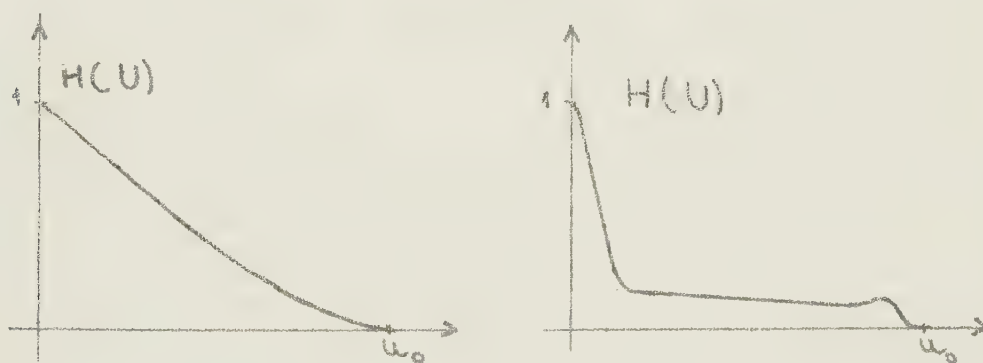


Fig.0: a: pupille circulaire. b: pupille annulaire.

Cependant, l'apparence de l'image dépend de la forme de la fonction de transfert qui décrit comment les différentes composantes spectrales de l'objet sont transmises les unes par rapport aux autres. Ainsi à ouverture égale, c'est-à-dire avec même largeur de bande passante et donc même quantité d'information, l'image peut avoir des apparences très différentes suivant les aberrations de l'instrument. On peut dire encore que l'effet des aberrations de l'instrument équivaut à effectuer un codage

de l'information contenue dans l'image: la loi de codage dans certains cas peut être telle que l'image devient inintelligible pour l'observateur humain et qu'elle le conduise même parfois à des erreurs de jugement.

Nous étudierons quelques exemples dans les paragraphes suivants.

II-2 La convolution en optique:

Introduire une aberration dans un système optique parfait revient à produire une réponse percussionnelle (image d'un point source) élargie. L'image d'un objet étendu peut être considérée, en éclairage incohérent, comme la superposition des images des différents points de l'objet; ce processus se traduit mathématiquement par une équation de convolution quand le système est stationnaire:

$$g(M') = f(M') * h(M') \quad (2)$$

$g(M')$: image aberrante

$f(M')$: image géométrique de l'objet

$h(M')$: fonction de diffusion de l'instrument

Dans ce cas l'équation (2) nous donne la loi de codage dont il est question au paragraphe II-1, ce codage exprime que chaque point de l'objet $f(M)$ est remplacé par une fonction $h(M')$.

Dans l'espace de Fourier cette équation s'écrit:

$$G(U) = F(U) \cdot H(U) \quad (3)$$

où $H(U)$ est la fonction de transfert de l'instrument qui décrit comment chaque fréquence spatiale (U) de l'objet est transmise; c'est en général une fonction complexe: son module $|H(U)| \leq 1$ exprime une atténuation de la fréquence U de l'objet et sa phase $\phi_H(U)$ exprime un déplacement de cette fréquence. C'est là une autre façon de décrire

le processus de formation de l'image en présence d'aberration. En fait l'usage de la fonction de transfert permet une étude plus fine et plus précise de l'évaluation de la qualité d'une image optique que l'usage de l'équation de convolution (2).

II-3 Exemples de convolution:

Nous allons indiquer divers exemples simples d'aberrations et leur fonction de transfert correspondante. Rappelons que la fonction de transfert d'un instrument est égale aussi à la fonction d'autocorrélation de la distribution d'amplitude dans la pupille [voir Rappels] :

$$H(U) = P(U) * P^*(-U) \quad (4)$$

Les aberrations se traduisent par une modification de la fonction pupillaire $P(U)$: le plus souvent par introduction d'un terme de phase supplémentaire.

Exemple 1: Cas d'un fort défaut de mise au point.

La tache de diffusion est proche d'un cercle uniforme: soit $2a$ son diamètre; alors la fonction de transfert se calcule simplement en prenant la transformée de Fourier d'une fonction cercle: Circ $\frac{|M|}{2}$

on trouve: $H(|U|) = \frac{2J_1(2\pi a|U|)}{2\pi a|U|}$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1.

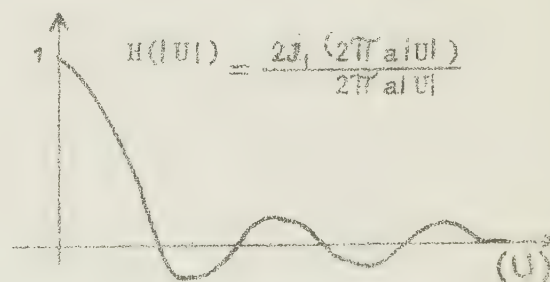
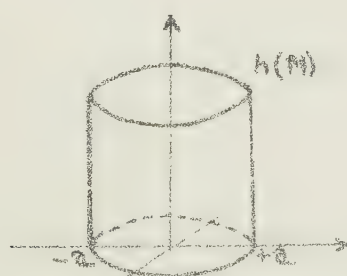


Fig.1: Défaut de mise au point.

Dans ce cas l'image d'un objet étendu s'obtient en remplaçant chaque point de l'objet par un cercle uniforme de diamètre $2a$. Les parties négatives de la fonction de transfert (déphasage) expriment que les fréquences correspondantes sont inversées; les zéros indiquent que les fréquences correspondantes sont coupées par l'instrument.

Exemple 2: Mouvement linéaire dans la direction x .

La tache de diffusion est une ligne: de longueur $2a$. La fonction de transfert est, dans la direction x , la transformée d'une fonction rectangle: $\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right)$

On trouve: $H(u,0) = \frac{\sin 2\pi ua}{2\pi ua}$

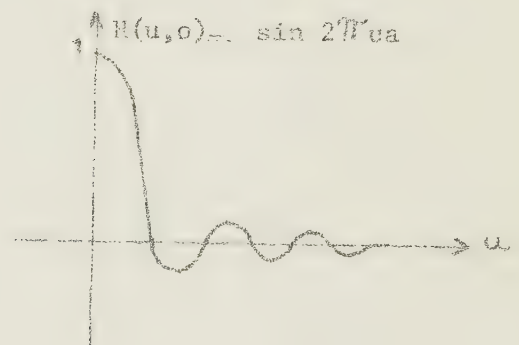
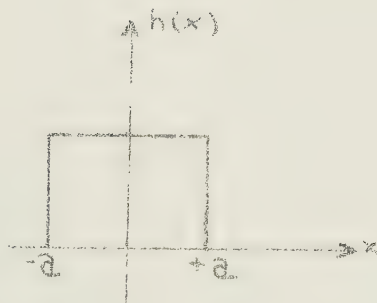


Fig. 2: Mouvement linéaire.

Exemple 3: Dédoublément faible de l'image dans la direction x .

La fonction de diffusion se compose de deux "points" espacés de la distance $2a$.

La fonction de transfert dans la direction u s'écrit:

$$H(u,0) = \cos 2\pi u a$$

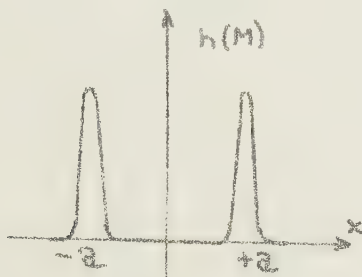
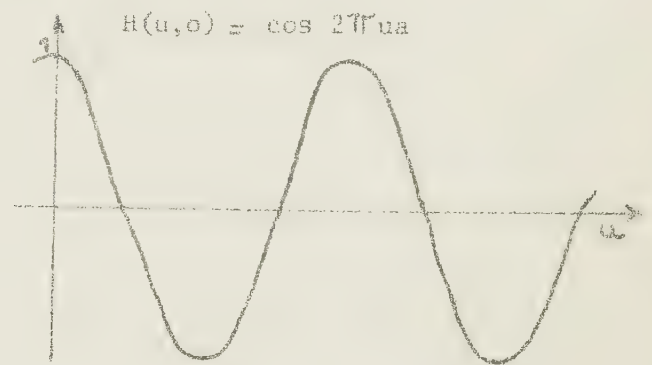


Fig.3: Dédoublément.



Exemple 4: Elargissement gaussien.

La tache de diffusion est une fonction gaussienne. Alors la fonction de transfert est aussi une fonction gaussienne.

$$\text{Soit } h(M) = \exp \left(-\pi \frac{M^2}{a^2} \right)$$

$$\text{alors } H(U) = \exp (-\pi a^2 U^2)$$

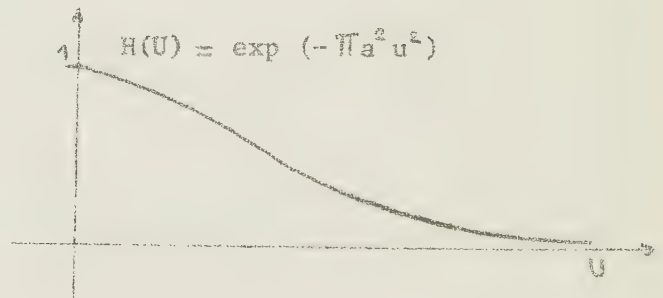
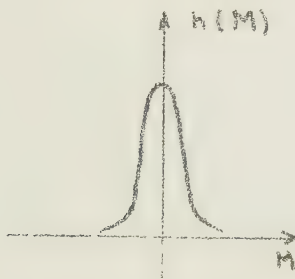


Fig.4: Elargissement gaussien.

Exemple 5: Vibration dans la direction x.

La fonction de diffusion dans la direction de vibration a l'allure montrée dans la figure 5. Soit $2a$ sa largeur totale, la fonction de transfert est la fonction de Bessel d'ordre zéro:

$$H(u,0) = J_0(2\pi ua)$$

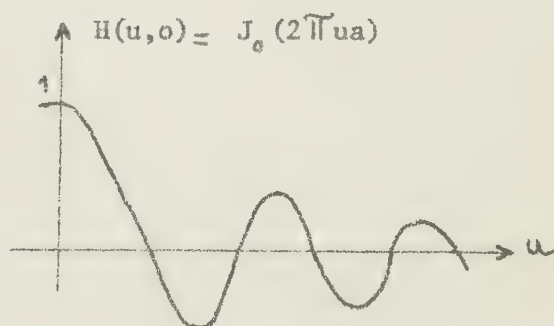
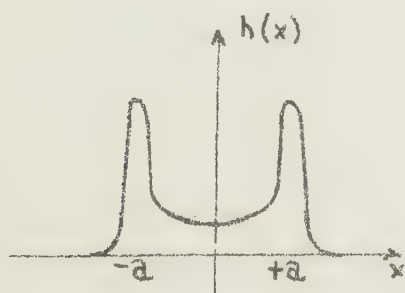


Fig. 5 . Vibration .

Exemple 6: Instrument parfait à pupille circulaire.

Soit un objet parfait, c'est-à-dire limité par la seule diffraction, dont l'ouverture totale image est $2\alpha'$. La fonction de diffusion est dite "tache d'Airy"

et a pour expression:
$$h_0(|M|) = \left(\frac{2J_1(2\pi \frac{\alpha'}{\lambda} |M|)}{2\pi \frac{\alpha'}{\lambda} |M|} \right)^2$$

La fonction de transfert est la fonction d'autocorrélation d'un cercle d'amplitude 1:

on trouve:
$$H_0(|U|) = \frac{2}{\pi} [\theta - \sin\theta \cos\theta]$$

avec: $\cos\theta = \frac{|U|}{U_0}$ et $U_0 = \frac{2\alpha'}{\lambda}$ (fréquence de coupure)

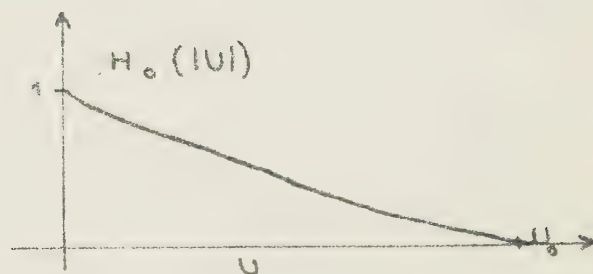
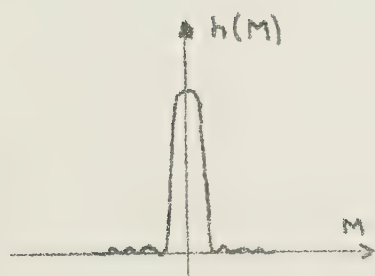


Fig. 6 Diffraction

Remarquons qu'à ouverture égale, les fonctions de transfert correspondant à des instruments aberrants sont toujours inférieures en module à H_0 et présentent la même coupure U_0 .

III RESTAURATION DES IMAGES ABERRANTES EN L'ABSENCE DE BRUIT DE FOND

III-1 Définition de la notion de restauration d'images:

D'après l'étude des paragraphes précédents, l'instrument aberrant a deux effets distincts sur l'image:

- 1 Comme l'instrument parfait, il présente une fréquence de coupure U_0 au-delà de laquelle aucun signal n'est transmis: il y a perte d'information sur l'objet original au-delà de la coupure.
- 2 Les fréquences de la bande passante de l'instrument sont atténuées et déplacées suivant la forme de la fonction de transfert: il y a distortion de l'information transmise dans la bande passante.

Nous appellerons restauration d'images le traitement qui consiste à compenser les dégradations subies par l'image lors de son enregistrement de manière à pouvoir extraire de l'image traitée le maximum d'information sur l'objet sous une forme intelligible à l'observateur humain. Nous limiterons le traitement à l'information contenue dans la bande passante de l'instrument.

III-2 Etude mathématique: Restauration théorique.

Soit un objet $f(M)$; son image à travers un instrument isoplanétique dont la réponse percussionnelle est $h(M')$ s'écrit, comme nous l'avons vu, sous la forme d'une équation de convolution (2)

$$h(M') * f(M') = g(M') \quad (2)$$

Restaurer cette image équivaut, mathématiquement, à résoudre l'équation intégrale (2) pour en extraire $f(M')$ connaissant $h(M')$ et $g(M')$. Nous appellerons cette

opération une "déconvolution".

Soit $\mathcal{H}(M')$ l'opérateur $h(M')$ *, (2) s'écrit de manière symbolique sous la forme de l'équation linéaire : $\mathcal{H} . f = g$ (5)

Si l'opérateur $\mathcal{H}$ est inversible, alors il existe une solution unique:

$$f = \mathcal{H}^{-1} . g \quad (6)$$

en fait, il suffit que le produit $\mathcal{H}^{-1} g$ existe au sens des limites.

La résolution se simplifie si l'on opère dans l'espace de Fourier (espace des fréquences spatiales): l'équation de convolution prend la forme (3):

$$H(U)F(U) = G(U) \quad (3)$$

Alors résoudre l'équation de convolution (2) revient à effectuer une simple division

$$\text{de } G(U) \text{ par } H(U) \text{ ou encore à multiplier } G(U) \text{ par } D_o(U) = \frac{1}{H(U)} \quad (7)$$

que nous appellerons "filtre de division linéaire théorique".

$$\text{En effet: } D_o(U) G(U) = \frac{G(U)}{H(U)} = F(U) \quad (8)$$

Pour retrouver $f(M)$ il suffit de prendre la transformée inverse de (7).

Nous avons supposé, bien entendu, que le filtre $D_o(U) = \frac{1}{H(U)}$ existe et que la division

$\frac{G(U)}{H(U)}$ ait un sens. Dans ces conditions la fonction de transfert de l'image restaurée serait égale à l'unité sur toute l'étendue de la bande passante de $G(U)$.

Dans les paragraphes suivants nous montrerons comment surmonter les conditions d'existence précitées et nous indiquerons la forme de la fonction de transfert restaurée qui donnerait une image de qualité optimale: pour cela nous serons amenés à modifier légèrement l'expression du filtre de division. Ensuite nous étudierons l'influence du bruit de fond optique sur le processus de déconvolution, ce qui nous amènera à modifier encore l'expression du filtre pour avoir une image de qualité optimale.

III-3 Fonction de transfert optimale en optique:

Il s'agit de déterminer, dans un processus de convolution (par exemple dans celui de la formation des images), la fonction de transfert optimale qui donne une image de la meilleure qualité c'est-à-dire une image qui ressemble le plus possible à l'objet.

Ce problème a été étudié en détail par Arsac [3] en introduisant la théorie de l'approximation à l'étude des images optiques. Il fait appel essentiellement au théorème de Bernstein sur les dérivées des fonctions à spectre limité, à la notion de "localisation" de l'approximation (aptitude à reproduire les objets plus ou moins réguliers) et à celle de "saturation" de l'approximation (impossibilité pour l'erreur de descendre au-dessous d'une certaine limite). L'optimisation cherchée dépend du critère choisi pour évaluer la qualité de l'image: $g(M) = f(M) \star k(M)$ (9) où $f(M)$ est l'objet original et $k(M)$ la réponse percussionnelle du système.

III-3-1 Critère de l'écart quadratique moyen:

On s'intéresse alors à une certaine qualité globale de l'image. Nous sommes ramenés à rendre minimale l'expression:

$$\mathcal{E}^2 = \iint [f(M) - g(M)]^2 dM \quad (10)$$

ce qui s'écrit encore d'après le théorème de Parseval:

$$\mathcal{E}^2 = \iint [G(U) - F(U)]^2 dU = \iint [K(U) - 1]^2 F(U)^2 dU$$

Cette expression est minimale quand:

$$\begin{cases} K(U) = 1 & \text{pour } |U| \leq U_0 \\ K(U) = 0 & \text{pour } |U| > U_0 \end{cases} \quad (11)$$

Dans le cas particulier où l'objet a un spectre fini, avec une fréquence limite $U_1 \leq U_0$, l'image est identique à l'objet. Cependant pour des objets généraux (à spectre plus étendu que la bande passante de l'instrument) l'emploi de ce procédé de filtrage peut être dangereux: en effet, il donne naissance, dans les zones à fortes variations d'intensité, au phénomène de Gibbs (fortes oscillations autour des discontinuités).

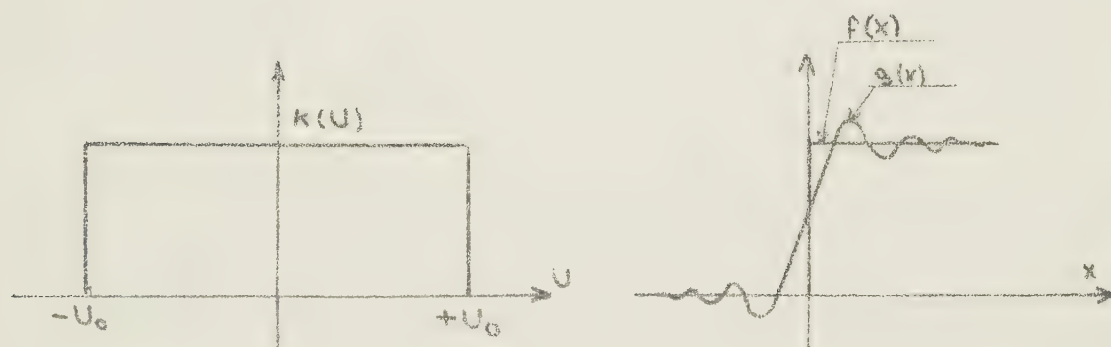


Fig. 7: Image d'un bord de plage.

Dans ce procédé, en conclusion:

- a) Il n'y a pas "saturation" de l'approximation.
- b) La "localisation de l'approximation" est très mauvaise.

III-3-2 Critère de l'écart linéaire:

Si l'on s'intéresse à une analyse plus fine de l'image, on doit étudier l'écart linéaire, local en chaque point de l'image et chercher à minimaliser l'expression:

$$\tilde{C} = g(M) - f(M)$$

$$\text{or } g(M) = \iint f(M-M') k(M') dM' \quad \text{et} \quad \iint k(M') dM' = 1$$

$$\text{alors } \tilde{C} = \iint [f(M-M') - f(M)] k(M') dM' \quad (12)$$

Cette expression dépend de la rapidité de décroissance de $k(M)$ c'est-à-dire de la régularité de $K(U)$ et de la variation $f(M-M') - f(M)$ c'est-à-dire de la régularité (nombre de dérivées bornées, continues) de l'objet $f(M)$. Cette intégrale a été étudiée en détail par Arsac [3], nous nous bornerons à énoncer les résultats de son étude:

- a) la "localisation" de l'approximation est d'autant meilleure que la fonction de filtrage $K(U)$ est ^{plus} régulière pour tout intervalle $-\infty \leq U < +\infty$ (qu'elle ne présente pas de discontinuités); on améliore ainsi l'image dans les régions correspondant à de fortes variations d'intensité en réduisant le phénomène de Gibbs.
- b) la "saturation" de l'approximation est d'autant meilleure que la fonction de filtrage $K(U)$ a plus de dérivées continues nulles en l'origine $U = 0$.

Dans le cas particulier où la fonction $K(U)$ a une partie constante $K = 1$ d'étendue non nulle autour de l'origine $U = 0$ il n'y a plus de saturation. Mais alors $k(M)$ a des parties négatives. Dans ce cas si l'objet est à spectre limité, il peut y avoir identité entre objet et image.

III-3-3 Conclusion:

Arsac conclut qu'en fonction des critères précédents la fonction de filtrage optimale correspond à une fonction $K(U)$ "aussi plate que possible pour les fréquences les plus basses et se raccordant à l'axe le plus doucement possible au voisinage de la fréquence de coupure".



Fig. 8: Image d'un bord de plage.
Filtrage optimal.

Signalons de plus que le filtrage optimal conduit en général à des fonctions $K(U)$ en partie négatives. Nous montrerons que notre méthode de restauration...

cohérente permet de réaliser cette situation qui est impossible à réaliser dans un instrument d'optique classique opérant en lumière incohérente. Notons avec intérêt que cette situation correspond exactement au cas de l'imagerie avec éclairage partiellement cohérent pour des objets de contraste modéré :

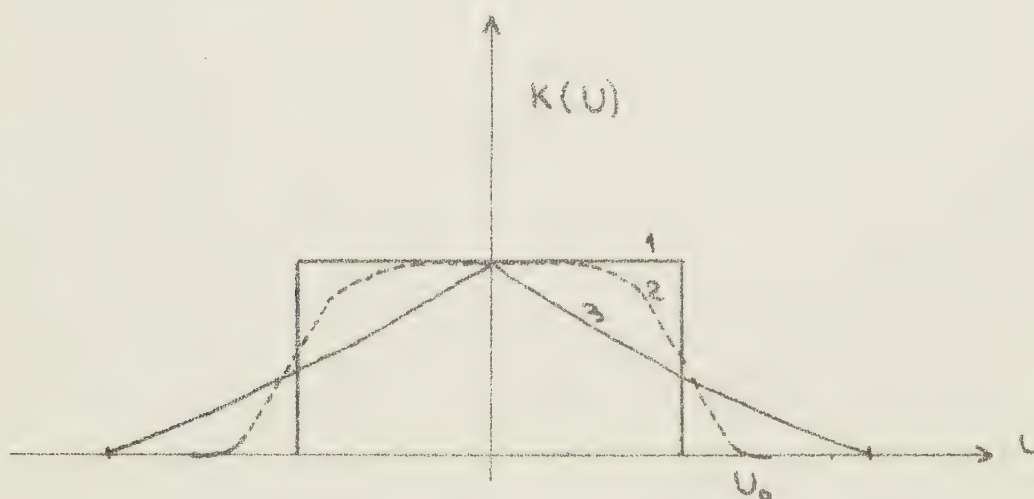


Fig. 9: Effet de la cohérence sur la fonction de transfert.

- 1: éclairage cohérent.
- 2: éclairage partiellement cohérent.
- 3: éclairage incohérent.

III-4 Etude mathématique. Restauration optimale:

Reprenons les équations (2) et (3) donnant l'expression d'une image aberrante:

$$g(M') = f(M') * h(M') \quad (2)$$

$$\text{soit: } G(U) = F(U) \cdot H(U) \quad (3)$$

Deux raisons importantes nous invitent à modifier l'expression théorique du filtre de division énoncée dans l'équation (7) et opérant suivant l'équation (8):

- 1 En général $H(U)$ est une fonction complexe et possède des zéros de sorte qu'en général $1/H(U)$ n'a pas de sens et ne peut être réalisé pratiquement.
- 2 En admettant que la division $G(U)/H(U)$ existe, l'image restaurée obtenue comme la transformée inverse du rapport G/H aurait pour expression:

$f(M') * k(M')$ et la fonction de filtrage, après restauration, serait:

$$K(U) = 1 \quad \text{pour } |U| \leq U_0$$

$$K(U) = 0 \quad \text{pour } |U| > U_0$$

Or nous savons [§II-5] que l'image correspondante n'est pas la meilleure que l'on puisse obtenir car elle souffre du phénomène de Gibbs.

Nous allons montrer qu'il est possible d'effectuer une déconvolution dans le cas général en modifiant légèrement l'expression du filtre de division dans le but de surmonter les singularités du filtre linéaire théorique et en même temps de fournir une image finale ayant la meilleure qualité possible selon les critères du paragraphe II-5. Prenons pour expression du filtre de division la forme la plus générale:

$$D(U) = \frac{K(U)}{H(U)} = D_0(U) K(U) \quad (12)$$

L'opération de restauration consiste à effectuer le produit $G(U) \cdot D(U)$ que nous appellerons $F_R'(U)$

$$F_R^i(U) = G(U) \cdot D(U) = \frac{F(U) \cdot H(U) \cdot K(U)}{H(U)}$$

soit: $F_R^i(U) = F(U)K(U)$ (13)

L'image restaurée est la transformée inverse de $F_R^i(U)$:

$$\underline{f_R^i(M) = f(M) \star k(M)} \quad (14)$$

$K(U)$ n'est autre que la loi de filtrage associée à l'image restaurée et $k(M)$ la fonction de diffusion correspondante. Pour rendre la restauration théoriquement possible et pour obtenir la meilleure image $K(U)$ doit satisfaire à deux conditions:

- 1 Quand $H(U)$ tend vers zéro, $K(U)$ doit tendre aussi vers zéro, mais plus vite que $H(U)$ de sorte que pour les valeurs correspondantes des fréquences spatiales U_i on ait:

$$D(U_i) = 0 \quad \text{pour } U_i \text{ tels que } H(U_i) \neq 0$$

- 2 La forme générale de $K(U)$ doit satisfaire aux conditions du paragraphe II-5:

- $K(U)$ doit être égale à 1 autour de l'origine $U = 0$, c'est-à-dire on doit avoir $D(U) = D_0(U)$ pour les faibles fréquences spatiales.
- $K(U)$ doit être partout aussi régulière que possible: elle ne doit pas présenter de discontinuités; en particulier aux zéros de $H(U)$ et à la fréquence de coupure: $D(U)$ doit tendre vers aussi doucement que possible pour ces fréquences particulières.

Nous appellerons le filtre $D(U)$ qui satisfait à ces conditions: "Filtre de division optimal".

III-5 Un exemple: Image avec défaut de mise au point

Considérons, pour illustrer les conclusions théoriques du paragraphe précédent, une image dégradée par un fort défaut de mise au point de sorte que l'on puisse assimiler la tache de diffusion à une fonction cercle de rayon a , on a:

$$h(|M|) = \text{circ} \frac{|M|}{a} \quad \text{et} \quad H(|U|) = \frac{2J_1(2\pi a|U|)}{2\pi a|U|}$$

- 1 Si l'on applique le filtrage linéaire théorique on obtient les résultats illustrés à la page 39 . Nous sommes conduits à une fonction $D_o(|U|)$ ayant des valeurs infinies et la fonction de filtrage résultante présente de nombreuses discontinuités.
- 2 La page 40 représente le "filtre de division optimal" $D(|U|)$ et la fonction de filtrage résultante pour l'image restaurée.

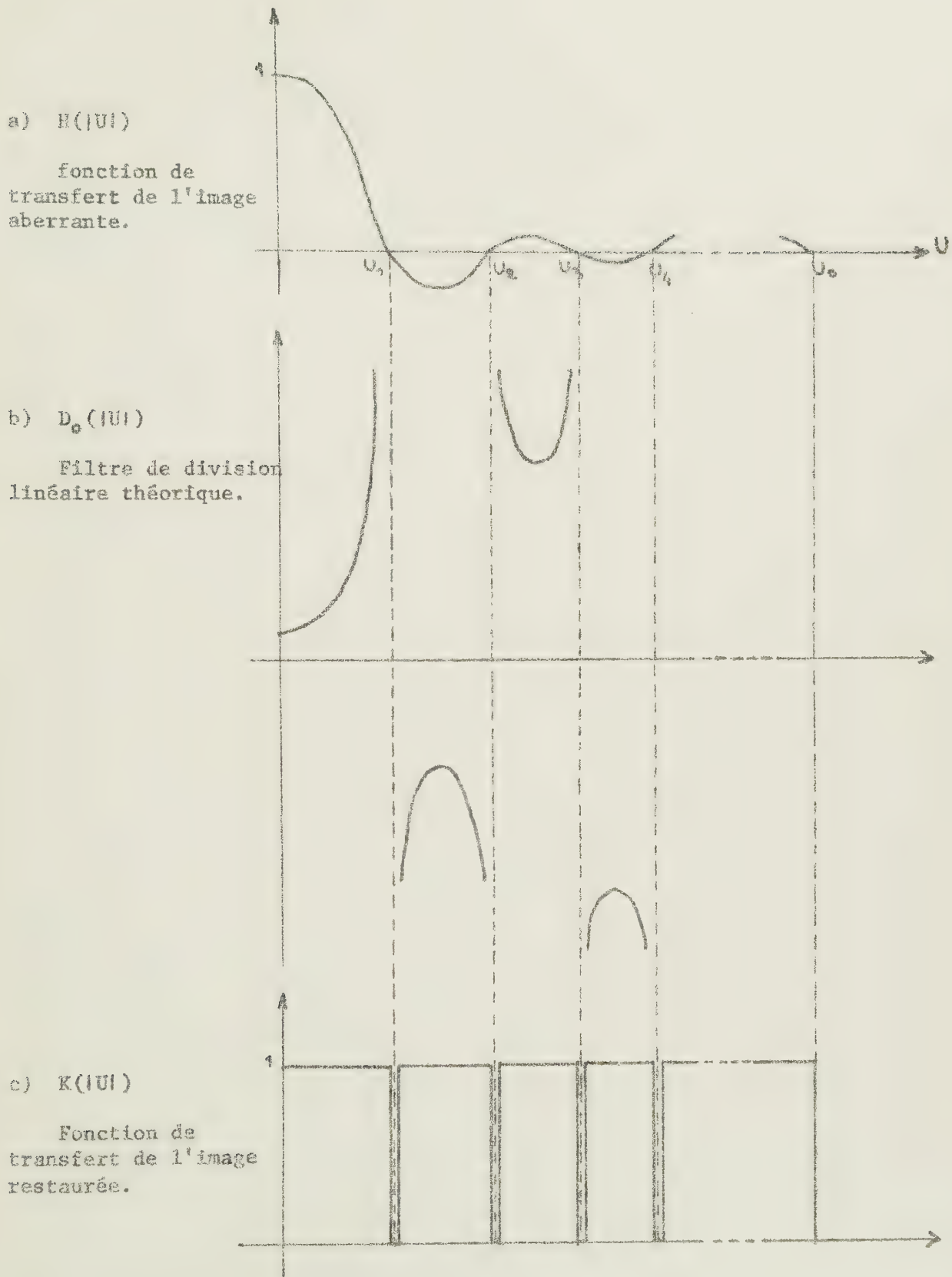


Fig. 9: Restauration théorique.

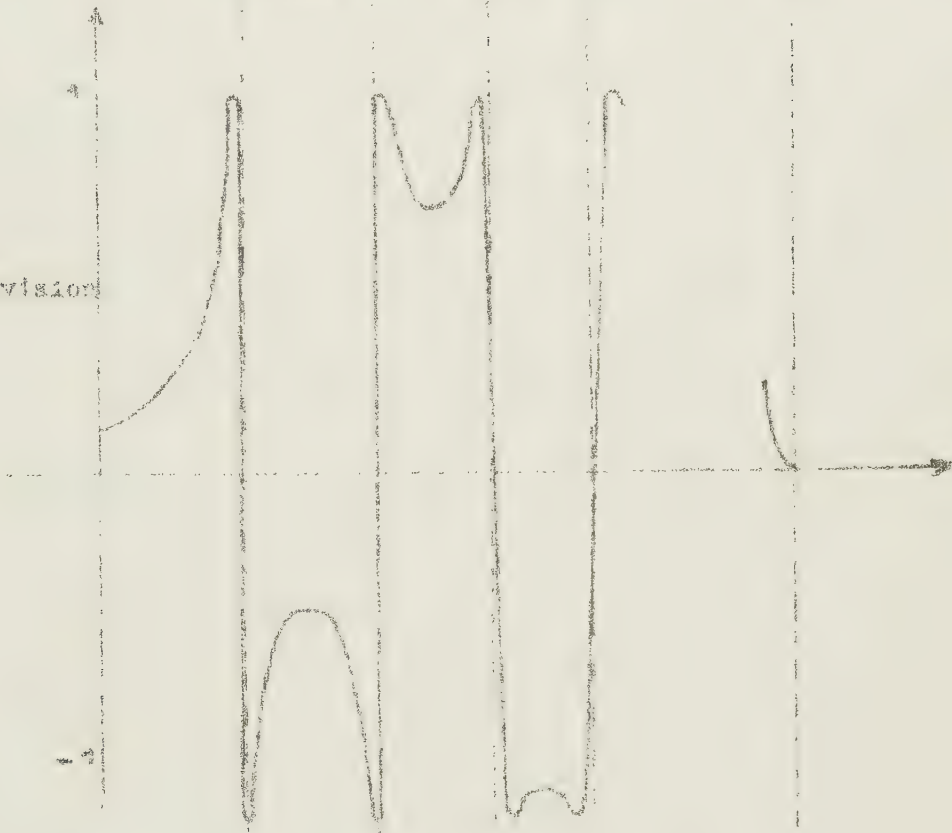
a) $H(U)$

Fonction de
transfert de l'image
cherrante.



b) $D(U)$

Filtre de division
optimal



c) $K(U)$

Fonction de
transfert de l'image
restaurée.

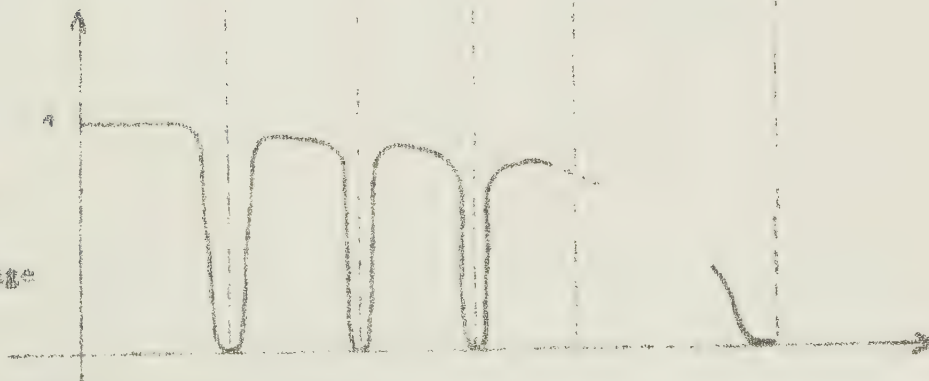


Fig. 10: Restauration optimale.

IV RESTAURATION DES IMAGES ABERRANTES EN PRESENCE DE BRUIT DE FOND

IV-1 Bruit de fond et information dans les images optiques:

L'image donnée par un système optique n'est jamais parfaitement connue; elle est toujours accompagnée d'un "bruit de fond" dû à trois facteurs principaux:

- 1 Le bruit de photons lié à la fluctuation du nombre de photons dans l'image.
Il est d'autant plus important que l'éclairement est faible et devient négligeable dans les cas où l'on dispose de fortes intensités lumineuses.
- 2 Le bruit photographique lié à la granularité de l'émulsion photographique sur laquelle est enregistrée l'image et qui crée des fluctuations aléatoires de transparence.
- 3 Le bruit électronique lié aux fluctuations de courant dans les circuits amplificateurs ou autres utilisés dans les méthodes opto-électroniques.

En général c'est le bruit de fond qui limite la quantité d'information contenue dans une image. Nous nous intéresserons essentiellement au bruit photographique (granularité), principale source de bruit en optique. De nombreux auteurs [4 à 8] ont étudié ce problème et ont proposé divers modèles et méthodes d'approche. Le modèle le plus réaliste adopté en général pour la description du grain photographique est une distribution de Poisson. Les méthodes utilisées pour l'étude du bruit résultant de la granularité photographique font intervenir plusieurs facteurs que nous nous bornerons seulement à définir:

- 1 Transparence en chaque point: $T(M)$ avec $T(M) = 0$ ou 1, ou donc $T^2 = T$
- 2 Transparence moyenne d'une plage étendue: $\bar{T}$

$$\bar{T} = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \iint_A T(M) dM$$

- 3 Ecart quadratique moyen (variance):

$$\sigma_T^2 = (T - \bar{T})^2 = \bar{T}(1 - \bar{T}) \quad (15)$$

- 4 Fonction d'autocorrélation de $T(M)$:

Alors que $T(M)$ est une fonction aléatoire sa fonction d'autocorrélation est certaine et accessible à l'expérience:

$$\phi_{TT}(M) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{1}{A} \iint_A T(M') T(M' + M) dM'$$

- 5 Densité spectrale:

C'est le module carré de la transformée de Fourier du spectre du grain:

$$\Phi_T(U) = \left| \iint T(M) \exp(i2\pi M \cdot U) dM \right|^2$$

Elle peut s'exprimer en fonction de l'autocorrélation du grain d'après le théorème de Wiener-Khinchin

$$\Phi_T(U) = T \cdot F[\phi_{TT}(M)] \quad (16)$$

- 6 Cas d'une convolution:

Soit $g(M) = f(M) \otimes h(M)$

alors $G(U) = F(U) \cdot H(U)$

et $|G(U)|^2 = |F(U)|^2 |H(U)|^2$

donc $\Phi_G(U) = |H(U)|^2 \Phi_F(U) \quad (17)$

Cette relation exprime la loi de transmission des densités spectrales.

IV-2 Bruit de fond et restauration optimale:

Dans le processus de restauration nous devons tenir compte du bruit de fond dans l'image aberrante sous peine d'obtenir une image restaurée avec un niveau de bruit inacceptable. La transparence de la plaque photographique contenant l'image $g(M)$ est en général de la forme:

$$g'(M) = b_1(M) \cdot g(M) + b_2(M) \quad (18)$$

où $b_1(M)$ représente un terme de bruit multiplicatif et $b_2(M)$ un terme de bruit additif.

Le bruit photographique est multiplicatif et dépend en général du signal $g(M)$ [9].

Dans ces conditions la restauration n'est plus une opération linéaire et le calcul rigoureux du filtre optimal devient pratiquement impossible pour le cas général car le bruit est toujours mal défini et dépend beaucoup des conditions expérimentales.

Montrons qu'un bruit multiplicatif est équivalent à un bruit additif dépendant du signal: [10].

$$g'(M) = b_1(M) g(M) = \bar{b}_1 g(M) + (b_1 - \bar{b}_1) g(M)$$

$$\text{soit encore } g'(M) = g(M) + \frac{\Delta b_1}{\bar{b}_1} g(M) \quad (19)$$

avec $\Delta b_1 = b_1(M) - \bar{b}_1$, fluctuation du bruit. Nous écrirons de manière générale:

$$g'(M) = g(M) + \beta g(M) \quad (20)$$

où $\beta g(M)$ représente tout le bruit et a pour expression:

$$\beta g(M) = \frac{\Delta b_1 [g(M)]}{\bar{b}_1} + b_2(M) \quad (21)$$

IV-2-1 Bruit aléatoire additif:

La plupart des auteurs [11 à 15] qui ont étudié l'influence du bruit dans le problème de la restauration des images ont appliqué la théorie de Wiener [16] en admettant que le bruit $\beta(M)$ est indépendant du signal $g(M)$, aléatoire et gaussien: dans ces conditions on aboutit, en prenant pour critère de qualité l'écart quadratique moyen [§II-5-1] à l'expression suivante pour le filtre de division:

$$D(U) = \frac{1}{H(U)} \frac{\Phi_f(U)}{\Phi_f(U) + \Phi_\beta(U) |H(U)|^2} \quad (22)$$

$$\text{ou bien } D(U) = D_o(U) \frac{\Phi_f / \Phi_\beta}{\Phi_f / \Phi_\beta + |D_o|^2}$$

$$\text{ou encore } D(U) = D_o(U) \frac{1}{1 + \frac{\Phi_\beta}{\Phi_f} |D_o|^2}$$

Cette expression du filtre de division revient à multiplier le filtre de division linéaire théorique par une fonction d'atténuation qui tend vers 1 quand le bruit diminue et tend vers zéro quand le bruit augmente.

IV-2-2 Bruit multiplicatif faible:

Très récemment Falconer [17] a calculé le filtre optimal en présence de bruit multiplicatif faible en appliquant toujours le critère de l'écart quadratique. Il aboutit à l'expression suivante:

$$D(U) = D_o(U) \frac{1}{1 + (2,3 \bar{f})^2 \frac{|\Phi_{D_b}(U)|^2}{|\Phi_f(U)|^2} |D_o(U)|^2} \quad (23)$$

avec: $g'(M) = b(M) g(M)$ pour l'image photographique.

$$D_b(M) = \log \frac{1}{b(M)} \text{ densité de bruit supposée faible de sorte que } b(M) \approx 1 - 2,3 D_b$$

$$\bar{f}(M) = f(M) - f(M), \text{ partie variable de } f.$$

Cette expression est du même genre que celle de l'équation (22) correspondant au bruit additif.

IV-2-3 Conclusion pratique; restauration optimale:

Nous allons raisonner de manière physique pour retrouver empiriquement les résultats des paragraphes précédents et tirer des conclusions pratiques sur la forme du filtre optimal de division.

Les cristaux d'argents, distribués aléatoirement, ont des bords très aigus: par conséquent le spectre du grain est très étalé, bien au-delà du spectre de l'image $G(U)$.

Dans la région des basses fréquences le signal $G(U)$ est important et le bruit peut être considéré comme négligeable dans cette région. Au fur et à mesure que la fréquence augmente le signal devient de plus en plus faible alors que le bruit varie assez peu.

Dans les très hautes fréquences, le signal est complètement noyé dans le bruit.

Conclusion pratique:

Il y a intérêt à produire un filtre de division qui soit égal au filtre idéal [§II-6], dans la région des fréquences où le signal/bruit est très important, qui atténue ensuite d'autant plus que le signal/bruit diminue, et qui coupe enfin quand le bruit devient égal ou plus grand que le signal.

L'expression mathématique du filtre s'écrira:

$$\underline{D'(U) = D(U) K'(U)} \quad (24)$$

où $K'(U)$ est la fonction d'atténuation qui tient compte du bruit:

$$K'(U) = \psi [g(M), \beta(M)]$$

Des expériences faites par plusieurs auteurs [18] et par nous-même [19] confirment la validité de ce raisonnement et conduisent à des résultats très satisfaisants.

V PRINCIPALES METHODES DE DECONVOLUTION

Une revue détaillée des différentes méthodes d'amélioration d'images a été constituée par Tsujiuchi et Stroke [20]. Nous indiquerons ici les principales méthodes de déconvolution.

1 Méthodes optiques: traitement en éclairage cohérent.

- a) Par filtrage des fréquences spatiales non holographique: les filtres sont réalisés à l'aide de couches minces.
- b) Par filtrage holographique des fréquences spatiales: les filtres sont réalisés à l'aide d'hogrammes optiques [23 et 24] ou par ordinateurs [25].
- c) Par holographie de Fourier à source étendue [24]

2 Méthodes opto-électroniques: traitement en éclairage incohérent.

- a) Par reconvolution incohérente dans le domaine spatial: l'image est balayée par une fonction incohérente réalisée à l'aide de masques et de lumières polarisées.[26]
- b) Par reconvolution pseudo-incohérente dans le domaine spatial [27]:
L'image est balayée par une fonction cohérente réalisée par holographie;
la reconstruction de l'image est incohérente.

3 Méthodes digitales: traitement par ordinateur:

- a) Par traitement de Fourier (équivalent des méthodes de filtrage des fréquences spatiales) [28].
- b) Par calcul analytique: l'image restaurée est exprimée en une série des fonctions propres associées à l'opérateur $h(M)^*$.

Dans les chapitres suivants nous décrivons trois méthodes holographiques de déconvolution optiques et opto-électroniques que nous avons développées au centre d'électro-optique de l'Université de STONY BROOK.

REFERENCES DU CHAPITRE II

1. D. GABOR
~~"Light and Information"~~
 Progress in Optics, Vol. I, Ed. E. Wolf
 North Holland Pub. Amsterdam 1964.
2. G. TORALDO DI FRANZIA
 "La diffrazione della luce"
 Ed. Sc. Einaudi, Pub. Paolo Boringhieri, Torino, 1958.
3. J. ARSAC
 "Application de la théorie de l'approximation à l'étude des images optiques"
 Optica Acta 3, No. 2, p. 55-65, 1956.
 "Transformation de Fourier et théorie des distributions"
 Dunod Ed., Paris 1961.
4. B. PICINBONO
 Comptes rendus Ac. Sciences
240, 2206, 1955.
5. P. FELLGETT
 "Concerning photographic grain, signal-to-noise ratio, and information"
 J.O.S.A. 43, p. 271-282, 1952.
6. R.C. JONES
 "New method of describing and measuring the granularity of photographic materials."
 J.O.S.A. 45, p. 799-808, 1955.
7. A. MARRIAGE and E. PITTS
 "Relation between granularity and autocorrelation"
 J.O.S.A. 46, p. 1019-1027, 1956.
- 7' J.W. GOODMAN, R.G. MILES and R.B. KIMBAL
 "Comparative noise performance of photographic emulsions in holographic and conventional imagery"
 J.O.S.A., 58, p. 609-614, 1968.
8. E.L. O'NEIL
 "Introduction to statistical Optics"
 Addison-Wesley Pub. Comp. Inc. USA

- 9 P.G. ROETLING
"Effects of signal-dependant granularity"
J.O.S.A. 55, p. 67-71, 1965.
- 10 A.W. LOHMANN
"Image formation and multiplicative noise"
J.O.S.A. 55, p. 1030-1031, 1965.
- 11 C.W. HELSTROM
"Image restoration by the method of least squares"
J.O.S.A. 57, p. 297-303, 1967.
- 12 D. SLEPIAN
"Linear least-squares filtering of distorted images"
J.O.S.A. 57, p. 918-922, 1967.
- 13 C.K. RUSHFORTH and R.W. HARRIS
"Restoration, Resolution and Noise"
J.O.S.A. 58, p. 539-545, 1968.
- 14 B.R. FRIEDEN
"Optimum, non-linear processing of noisy images"
J.O.S.A. 58, p. 1272-1275.
- 15 C.L. RIMO
"Bandlimited image restoration by linear mean-square estimation"
J.O.S.A. 59, p. 547-553, 1969.
- 16 N. WIENER
"The extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series"
John Wiley and Sons, Inc. New-York.
- 17 D.G. FALCONER
"Image enhancement and multiplicative noise"
Opt. Comm. 2, p. 165-166, 1970.
- 18 J.L. HORNER
"Optical spatial filtering with least-mean-square-error filter"
J.O.S.A. 59, p. 553-558, 1969 et Appl. Opt. 7, p. 633-640, 1970
- 19 G.W. STROKE and M. HALLOUA
En préparation pour Appl. Opt.
- 20 J. TSUJIUCHI and G.W. STROKE
"Optical Image deblurring Methods" p. 259-308.
"Applications of Holography" Plenum Press, New-York, London 1971.
Ed. E.S. Barakette, W.E. Kock; T. Ose, J. Tsujiuchi, G.W. Stroke.

- 21 A. MARECHAL et P. CROCE
 "Un filtre de fréquence spatial pour l'amélioration du contraste des images optiques"
 C.R. Ac. Sc. 237, p. 607, 1953.
- 22 J. TSUJIUCHI
 "Correction of optical images by compensation of aberration and spatial frequency filtering"
 "Progress in Optics" vol. II. North-Holland Pub. CO. Amsterdam, 1963. Ed. E. Wolf.
- 23 G.W. STROKE and R.G. ZECH
 "A posteriori image-correcting deconvolution by holographic Fourier-Transform division"
 Phys. Let. 25 A, No. 2, p. 89-90, 1967.
- 24 G.W. STROKE and M. HALIOUA
 "A new holographic image deblurring method"
 Phys. Let. 33 A, No. 1, p. 3-4, 1970.
- 25 A.W. LOHMANN and D.P. PARIS
 "Computer generated spatial filters for coherent optical data processing"
 Appl. Opt. 7, p. 651-655, 1968.
- 26 W. SWINDELL
 "Progress in analog image processing"
 Opt. Sc. Center. Tech. rep. 1969.
- 27 G.W. STROKE, M. HALIOUA, G. INDEBETOUW
 "Laser-light spatial-domain scanning deconvolution of blurred photographs using the general holographic deblurring filter"
 Phys. Let. 31 A, No. 6, p. 341-342, 1970
- 28 J.L. HARRIS, Sr.
 "Image evaluation and restoration"
 J.O.S.A. 56, p. 569-574, 1966.

CHAPITRE TROISIEME

DECONVOLUTION A HAUTE-RESOLUTION

DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES

PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE DES FREQUENCES SPATIALES.

PREMIERE PARTIE: PRINCIPE DE LA METHODE.

I PRINCIPE DU FILTRAGE DES FREQUENCES SPATIALES EN LUMIERE

COHERENTE: APPLICATION A LA DECONVOLUTION

I-1 Le montage de double diffraction

Ce montage est utilisé pour la première fois par Abbe en 1904 pour expliquer la formation des images dans le microscope quand l'éclairage est cohérent.

Ce même montage est utilisé par Zernike en 1946 [1] dans sa fameuse expérience du contraste de phase. Nous utilisons un arrangement comparable introduit en 1960 [2] pour le traitement optique de l'information.

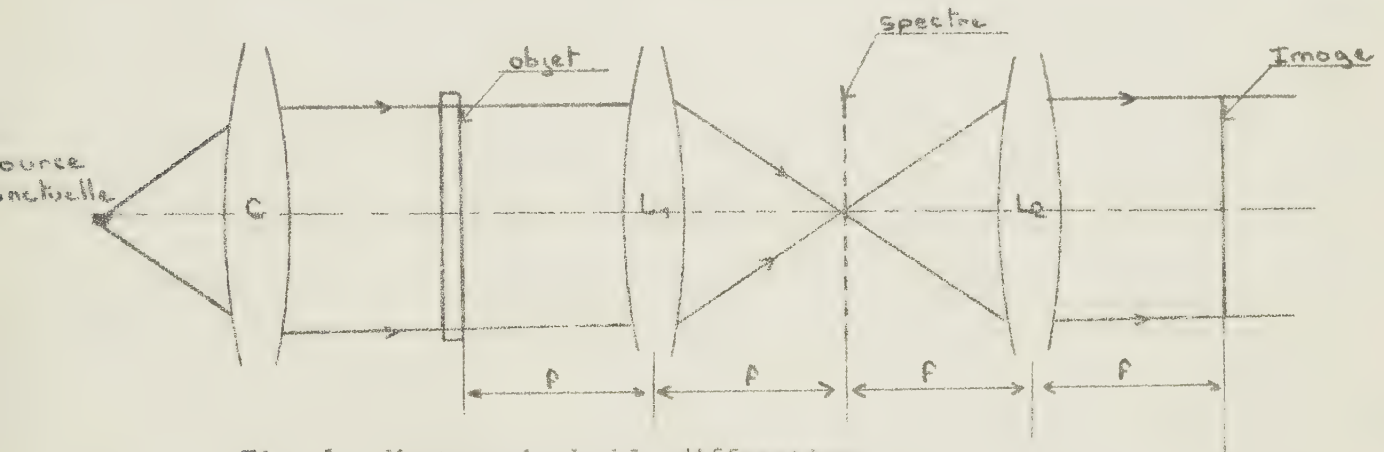


Fig. 1: Montage de double diffraction.

Le montage tire avantage des propriétés de Fourier des lentilles en éclairage cohérent.

(C) est un collimateur fournissant une onde plane de bonne qualité.

(L_1) fournit en son foyer image la transformée de Fourier (le spectre), en amplitude, de l'objet.

(L_2) effectue une transformation inverse et fournit une image de l'objet en son plan focal image.

1-2 Le filtrage des fréquences spatiales

Le montage de double diffraction forme la base du principe du "filtrage des fréquences spatiales" décrit pour la première fois en 1933 par Maréchal et Croce [3].
Décrivons-en brièvement le mécanisme:

Dans le plan focal image de la lentille L , (ou plan de Fourier) apparaît la transformée de Fourier de l'objet sous la forme d'une distribution aérienne d'amplitudes qui représente l'analyse harmonique de l'objet. Si l'on masque ou atténue certaines parties du spectre par un "filtre", l'image finale sera modifiée: on dit que l'on a effectué un "filtrage des fréquences spatiales" de l'objet. Par cette méthode on peut ainsi agir sur des fréquences individuelles de l'objet pour modifier à volonté la forme de l'image. Notons que ce montage de double diffraction et la notion de filtrage des fréquences spatiales [3] sont à la base de toutes les opérations de traitement optique de l'information en lumière cohérente qui n'a cessé de se développer après l'apparition de sources cohérentes de hautes énergies (lasers) [voir par exemple réf. 4].

1-3 Filtrage des fréquences spatiales et déconvolution

Le spectre de l'objet est multiplié par la fonction filtre: l'image résultante est donc le produit de convolution de l'objet par la transformée inverse du filtre. C'est cette propriété qui est utilisée dans l'application du filtrage des fréquences spatiales à la déconvolution des images aberrantes.

En effet, plaçons dans le plan objet une plaque photographique telle que sa transparence en amplitude soit proportionnelle à la distribution d'intensité $g(M)$ de l'image aberrante à traiter. Dans le plan de Fourier du système la distribution

des amplitudes lumineuses est égale à :

$$T \cdot F[g(M)] = T \cdot F[f(M) * h(M)] = F(U) \cdot H(U) \quad (1)$$

Du point de vue théorique [chap. II, §] si l'on place dans ce plan un filtre dont la transparence en amplitude vaut $D_g = \frac{1}{H(U)}$ la distribution aérienne d'amplitude après le filtre est égale à $F(U)$ et l'image finale reconstruite serait $f(M)$!

Le montage de double diffraction fournit un moyen très simple au point de vue instrumentation et très puissant au point de vue capacité de traitement, pour effectuer les opérations nécessaires à la déconvolution des images aberrantes directement telles qu'elles sont décrites dans le formalisme théorique de Fourier. De plus la rapidité du traitement est pratiquement infinie.

II METHODES NON HOLOGRAPHIQUES DE RESTAURATION D'IMAGES ET LEURS LIMITES.

Les premières expériences et les résultats d'amélioration des images par filtrage des fréquences spatiales furent présentés par Maréchal et Croce [3] en 1953; elles consistaient essentiellement en des améliorations de contraste à l'aide de filtres réels-positifs simples.

Tsujiuchi [5] utilise pour la première fois en 1958 un filtre "complexe" (amplitude et phase) pour restaurer des images fortement défocalisées: la partie "phase" du filtre est réalisée par évaporation de couches minces.

En 1968, le groupe de "Conductron Corporation" [6] reprend la méthode de Tsujiuchi (filtres complexes réalisés par évaporation) et introduit une modification de l'expression du filtre en vue de tenir compte du bruit de fond [chap. II, § 4].

Ces méthodes ne sont applicables que pour les cas particuliers où la fonction de transfert de l'image aberrante présente une géométrie simple et des déphasages égaux à π ou à zéro répartis très régulièrement: c'est essentiellement aux cas d'une forte défocalisation ou d'un mouvement linéaire [voir chap. II, § 2] que cette méthode a été utilisée. Il est pratiquement impossible, en effet, de réaliser un dépôt de couche mince d'épaisseur et de distribution variable suivant une loi quelconque qui correspondrait au cas général d'une fonction $H(U)$ complexe. De plus, même pour des cas simples la technologie des couches minces n'est pas toujours facile à mettre en oeuvre et nécessite de gros moyens d'investissement.

III DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE DES FREQUENCES SPATIALES

Méthode de STROKE et ZECH

En 1967 Stroke et Zech proposent pour la première fois une expression du filtre de division sous la forme d'un hologramme réalisable dans le cas général à partir de la fonction de diffusion de l'instrument aberrant enregistrée dans les mêmes conditions que l'image. Ils écrivent le filtre de division théorique sous la forme:

$$D_0(U) = \frac{1}{h(U)} = \frac{h^*(U)}{|h(U)|^2} \quad (2)$$

que l'on peut encore écrire:

$$D_0(U) = h^*(U) \times \frac{1}{|h(U)|^2} \quad (3)$$

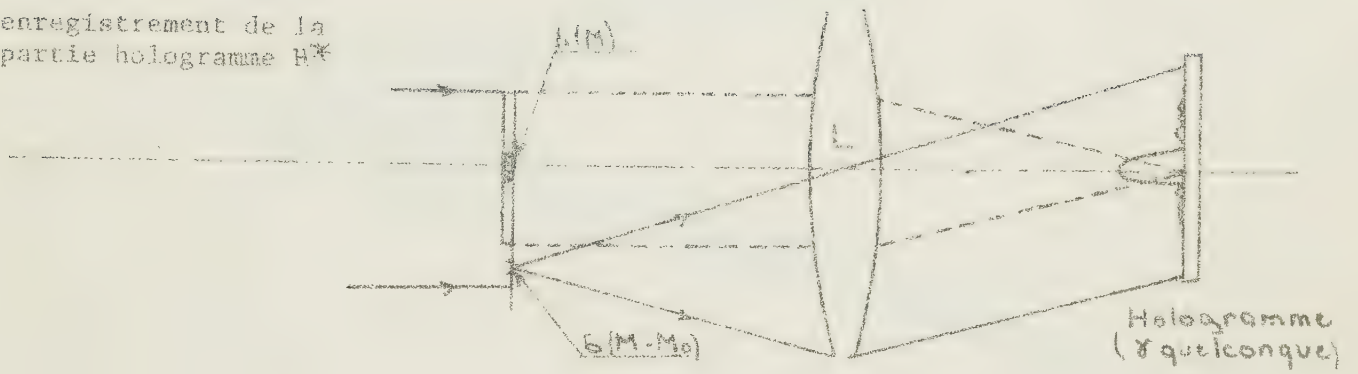
Sous cette dernière forme le filtre apparaît sous la forme du produit de deux termes:

- 1 $h^*(U)$: qui n'est autre que le terme d'ordre -1 de l'hologramme de Fourier de tache de diffusion $h(M)$ [Rappels III]. Il contient l'information sur la phase de $D_0(U)$.
- 2 $|h(U)|^{-2}$: carré inverse de la transformée de Fourier de la fonction de diffusion $h(M)$ que l'on peut obtenir directement par photographie du spectre de $h(M)$ dont la transparence en amplitude [Rappels IV] vaut: $(|h(U)|^2)^{-\frac{1}{2}}$. Il suffit de développer avec $\gamma=2$ pour obtenir la transparence $|h(U)|^{-2}$ désirée.

III-1 Enregistrement du filtre

Le filtre peut donc être réalisé de manière expérimentale directement à partir de la fonction de diffusion de l'instrument aberrant:

a) enregistrement de la
partie hologramme H^*



b) enregistrement de la
partie photographique $|H|^{-2}$

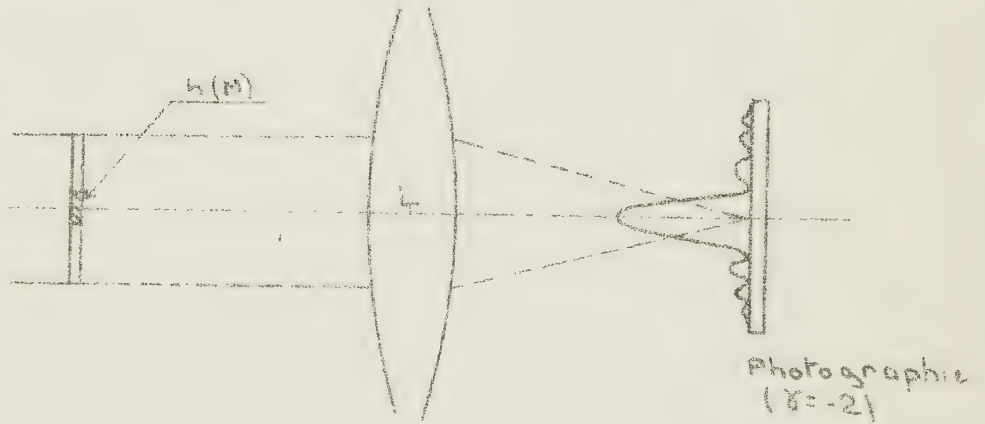


Fig. 2: Enregistrement du filtre de division de Stroke et Zech $H^*/|H|^2$

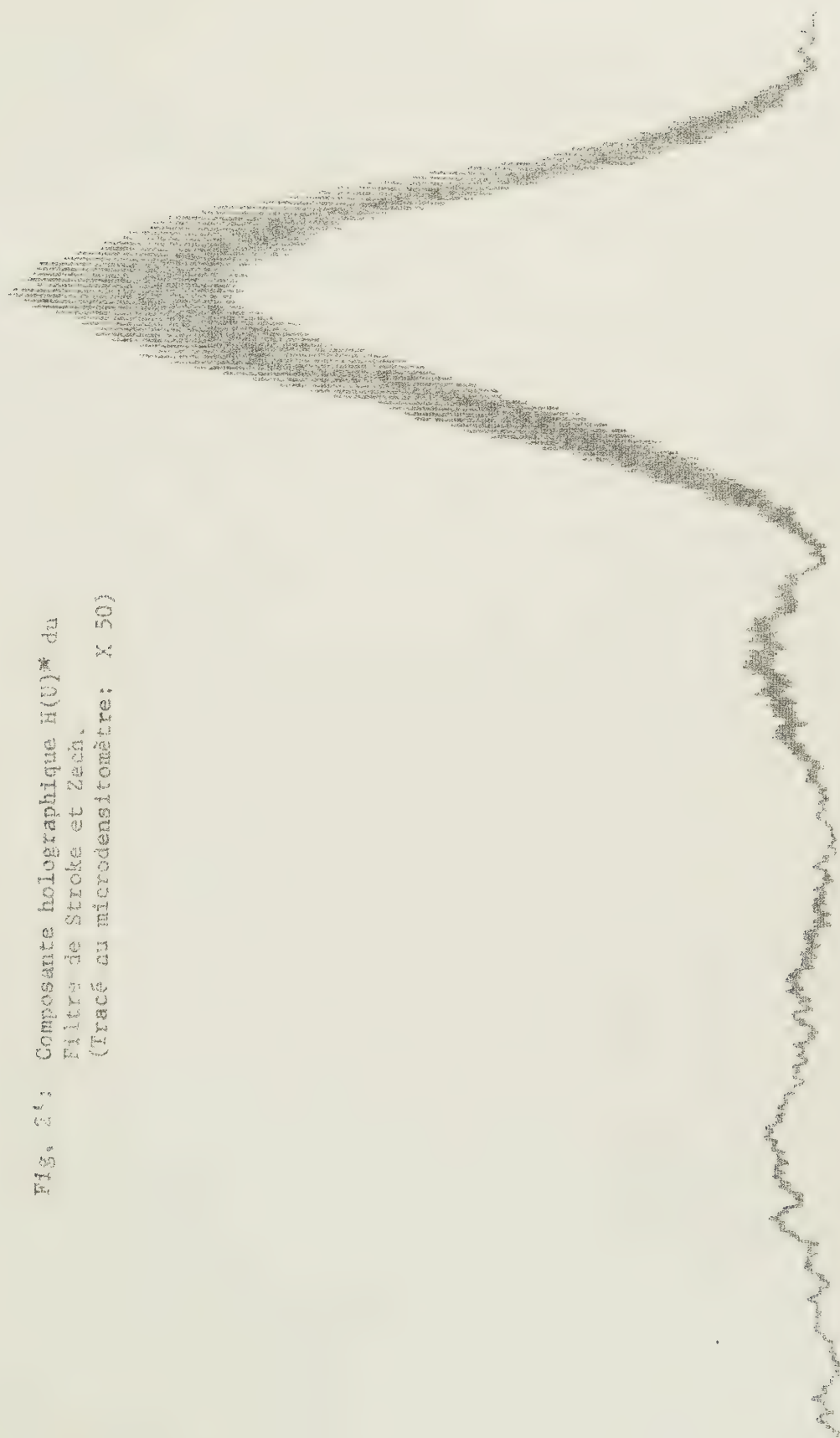


Fig. 2': Composante holographique $H(U)^*$ du
Filtre de Stroke et Zech.
(Tracé du microdensitomètre: X 50)

III-2 Les difficultés

Écrit sous cette forme le filtre de division présente plusieurs difficultés de réalisation et de contrôle qui entraînent une limitation dans la résolution du système.

1 Difficultés de contrôle de l'amplitude

En effet, l'amplitude du filtre apparaît dans les deux parties H^* et H^{-1} . Il est possible de mesurer et de contrôler avec précision la transmission de la partie photographique H^{-2} comme nous le décrirons en détails plus loin [chap. IV]. Mais il est pratiquement impossible de contrôler avec précision la transmission de l'hologramme H^* : microscopiquement il se compose d'un système de franges d'interférences et l'amplitude de H^* (qui est, rappelons-le, la transmission équivalente pour l'ordre -1, voir Rappels III) varie avec le contraste de ces franges d'interférences suivant une loi non simple. Si bien que le contrôle de l'amplitude devient très imprécis et difficile à mettre en oeuvre.

2 Linéarité de l'enregistrement et limitation de la résolution

Les transformées de Fourier des fonctions usuelles présentent toujours une partie centrale très intense et une très rapide dans la périphérie. Pour aller suffisamment loin dans le domaine des fréquences il est nécessaire d'enregistrer photographiquement des variations d'intensité de l'ordre de 1000 ou 10000 à 1 en général. Une méthode dite de "Masking", qui sera étudiée plus loin, a été développée dans notre laboratoire [8,9] en vue de résoudre ce problème et qui permet d'augmenter à volonté la dynamique linéaire des plaques photographiques qui ordinairement est de l'ordre de 30

à 1 seulement.

Cependant la nécessité d'avoir une pente $\delta = 2$ pour la partie photographique de l'amplitude impose une limite sévère à l'étendue d'enregistrement du filtre: une étendue de densité de 3 dans l'image sérienne (minimum nécessaire pour une bonne déconvolution) entraîne une densité de 6 l au centre du filtre ce qui est pratiquement opaque pour les intensités usuelles et entraîne le plus souvent des effets de dérivation. Quant à l'hologramme H^* , les mêmes problèmes de linéarité se posent pour l'enregistrement de grandes variations de contraste et les techniques de "masking" sont impossibles à mettre en oeuvre. L'usage nécessaire, pour améliorer la linéarité d'un hologramme, [8] d'une onde de référence bien plus forte que l'objet ne permet d'enregistrer l'hologramme H^* que dans une faible étendue autour de sa partie centrale. [4,9,2] Ainsi la partie hautes fréquences du filtre n'est pas enregistrée ce qui limite finalement la capacité de résolution du système. Cette méthode, malgré ses difficultés de mise en oeuvre, a fourni pour la première fois un moyen de traiter le cas général de la déconvolution de manière relativement simple à l'aide de l'outil puissant qu'est l'holographe. Elle a permis d'obtenir les premiers résultats de déconvolution holographique [9 à 12]. Une étude de cette méthode peut être trouvée dans la référence 13.

Notre nouvelle méthode holographique [14] qui sera décrite au paragraphe suivant conserve l'avantage de la généralité de la méthode précédente tout en résolvant toutes ses difficultés et permet de réaliser l'opération de déconvolution avec une très haute résolution.

IV DÉCONVOLUTION À HAUTE RÉOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE
DES FRÉQUENCES SPATIALES. NOUVELLE MÉTHODE.

En 1970, nous avons proposé une nouvelle expression pour le filtre de division $D_0(U) = 1/H(U)$ sous une forme différentielle, réalisable aussi par holographie, qui permet de surmonter les difficultés de la méthode précédente (réalisation et contrôle) et par conséquent d'effectuer des déconvolutions à très haute résolution.

Puisque $H(U) = |H(U)| \exp[i\Phi_H(U)]$, l'expression la plus simple pour le filtre de division théorique est :

$$D_0(U) = \frac{1}{H(U)} = \frac{1}{|H(U)|} \cdot \exp[-i\Phi_H(U)] \quad (4)$$

Le filtre apparaît maintenant sous la forme de deux termes :

- 1 $1/|H(U)|$: partie d'amplitude pure, réalisable par photographie ordinaire de la transformée de Fourier de la tache de diffraction $h(M)$ dont la transparence en amplitude vaut $(|H(U)|^{-1})^{1/2}$ en utilisant une pente sensitométrique $\delta = 1$.
- 2 $\exp[-i\Phi_H(U)]$: partie de phase pure, réalisable par holographie à double transformation utilisant un montage de triple diffraction et la partie amplitude $1/|H(U)|$ réalisée au préalable [voir § II, 2, 2].

IV-1 Les avantages de la nouvelle méthode

Mis sous cette forme qui permet maintenant la séparation totale de l'amplitude et de la phase, le filtre de division théorique peut être enregistré sur une étendue de fréquences aussi grande que l'on veut (haute résolution), sa fabrication peut être contrôlée avec une très haute précision et ce problème de la linéarité

de l'enregistrement se trouve automatiquement résolu.

IV -1-1 Contrôle et linéarité de l'enregistrement

L'amplitude apparaît maintenant dans un seul terme et par conséquent peut être contrôlée avec toute la précision des densitomètres à notre disposition. De plus, la partie photographique $H(U)$ est enregistrée à partir de l'image aérienne $H(U)$ avec une pente $\gamma = 1$; en utilisant les techniques de "masking" [voir chap. IV] pour étendre la linéarité du film on peut facilement enregistrer de façon linéaire une étendue de densité objet de 3 ou 4, et la densité maximum au centre du filtre n'est aussi que de 3 ou 4 (au lieu de 6 ou 8 dans la méthode avec $\gamma = 2$).

Quant à la partie holographique $\exp[-i\phi_H(U)]$ elle résulte des interférences entre une onde plane uniforme de référence et l'onde $\exp[i\phi_H(U)]$ d'amplitude uniforme et ne présentant que des variations de phase : l'hologramme correspondant est donc formé de franges d'interférences de contraste constant sur toute son étendue ; la phase $\phi_H(U)$ est enregistrée sous forme de déplacements de ces franges.

Un simple trace de microdensitomètre à travers l'hologramme permet de détecter avec précision les écarts à la perfection de l'enregistrement indiquant des résidus de variations d'amplitude. De plus il n'y a plus de problème de linéarité car le contraste des franges étant partout constant il suffit de choisir une onde de référence d'intensité suffisamment forte pour que les variations d'intensités des franges soient contenues dans la partie linéaire de la courbe sensitométrique.

IV-1-2 Capacité de résolution du filtre

La capacité de résolution du système utilisant ce filtre peut être aussi grande que l'on veut: en effet elle dépend de l'habileté du filtre d'agir sur des fréquences plus hautes de $G(U)$, spectre de l'image aberrante à restaurer, c'est-à-dire de l'étendue sur laquelle le filtre peut être enregistré ou encore essentiellement de l'étendue sur laquelle l'hologramme $\exp(i\phi_u)$ peut être enregistré: c'est en effet l'une des ondes diffractées par l'hologramme qui sert à la formation de l'image finale déconvoluée. L'hologramme résultant des interférences de deux ondes d'amplitude constante peut donc être enregistré aussi loin que l'on veut dans le domaine des fréquences spatiales. En fait pour des raisons de bruit de fond et d'optimisation de la qualité de l'image restaurée nous serons appelés à limiter la zone d'action du filtre, mais cette zone d'action sera toujours beaucoup plus étendue que celle résultant de l'hologramme direct H^* .

Un autre avantage important découle directement de l'expression de notre filtre-hologramme et du mode même de fabrication de la partie holographique: lorsque la fonction $H(U)$ présente des zéros, un hologramme de Fourier direct ne permet pas d'enregistrer une étendue non négligeable de franges autour des zéros où l'intensité de l'onde objet est trop faible comparée à l'onde de référence choisie plus grande que le pic central de la fonction $H(U)$, ce qui entraîne une perte d'information sur étendue sérieuse de fréquences alors que le système optique de prise de vue ne coupe que des fréquences discrètes. Pour surmonter cette difficulté, Tsujiuchi [15] a dû avoir recours à des hologrammes fabriqués par ordinateurs ce qui nécessite un calcul préalable de $H(U)$ et la mise en œuvre de moyens d'investissement énormes. Notre hologramme, résultant des interférences entre deux ondes d'intensité pratique-

ment constantes, permet donc de cerner de très près les zones de coupure de fréquences, puisque l'on peut choisir l'intensité de ces deux ordres aussi proches que possible. Nos exemples de déconvolution montrés plus loin illustreront ce point important.

IV-2 Principe d'enregistrement du filtre holographique

IV-2-1 La partie amplitude est enregistrée par photographie de la transformée de la tache de diffusion, avec un développement tel que la pente sensitométrique ait pour valeur $\gamma \approx 1$. L'enregistrement linéaire de cette fonction sur une grande étendue nécessite l'emploi des techniques de "masking" [8,9] que nous décrirons au chapitre IV. Ce montage est classique:

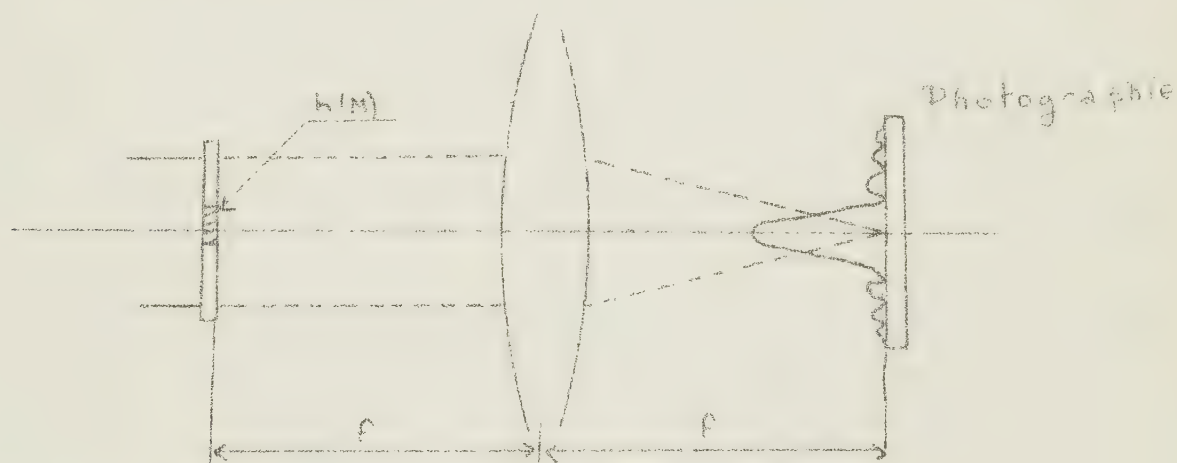


Fig. 3: Enregistrement du filtre d'amplitude.

IV-2-2 Filtre de phase holographique

Le montage d'enregistrement du filtre-hologramme de phase est schématisé par la figure 4; c'est un montage de triple diffraction qui permet d'enregistrer l'hologramme de Fourier d'une fonction sur laquelle on veut effectuer un filtrage

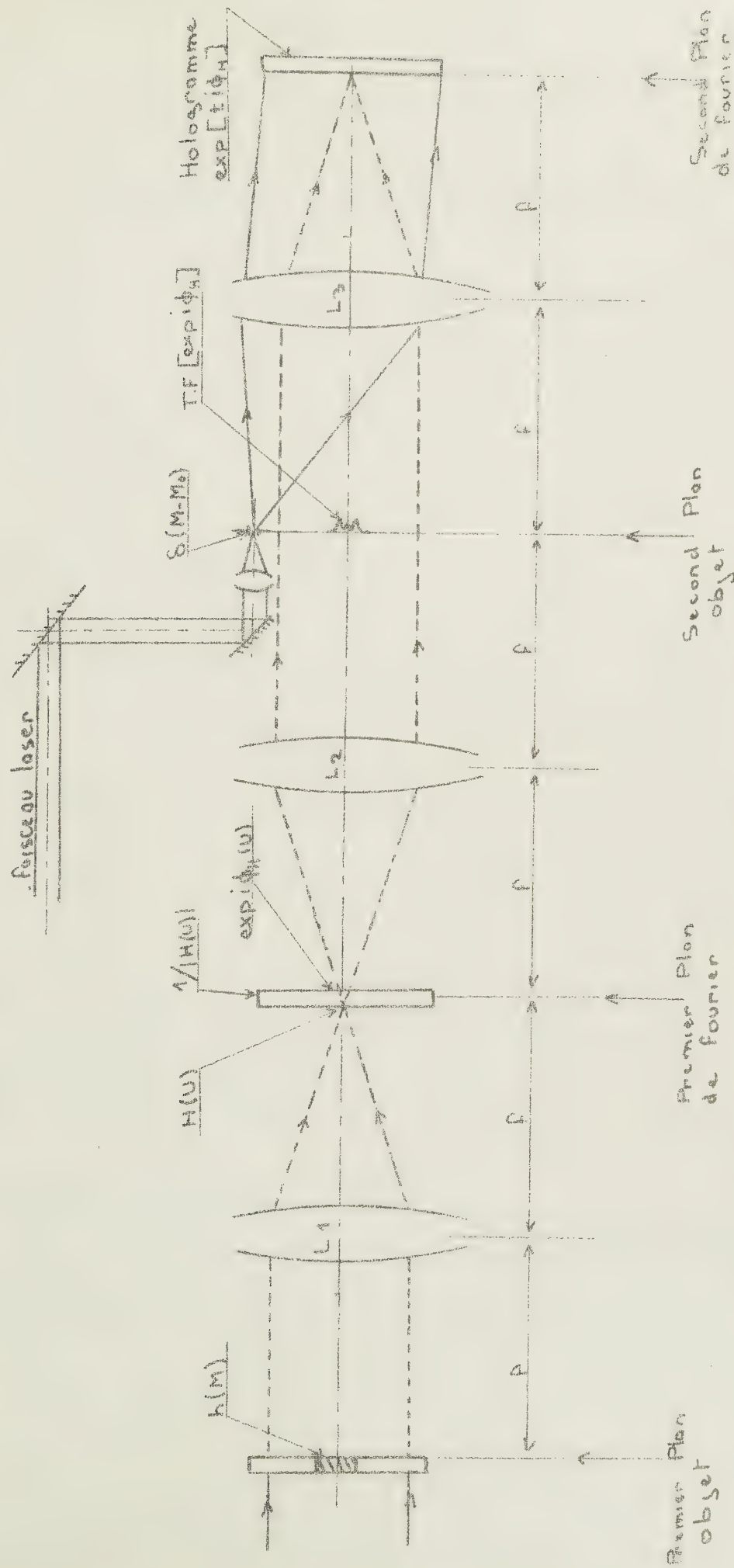
préalable: nous appelons ce processus Holographique par double transformation de Fourier et nous pouvons facilement déduire une application de ce montage pour enregistrer des hologrammes de Fourier à très haute résolution comparés aux hologrammes de Fourier classiques. Le principe de ce montage est décrit comme suit:

Nous partons de la fonction de diffusion $h(M')$ dans le premier plan objet. La première diffraction fournit la transformée de Fourier $H(U)$ de la tache de diffusion. Dans ce premier plan de Fourier on place le filtre d'amplitude $|H(U)|^{-1}$ que l'on centre avec précision. Si ce dernier est bien linéaire avec une pente $\gamma=1$, l'amplitude de $H(U)$ est entièrement absorbée et l'onde transmise à une amplitude constante et ne présente plus que des variations de phase invisibles à l'oeil. L'onde transmise est égale à $H(U)/|H(U)| = \exp[i\phi_H(U)]$.

Dans le second plan objet on trouve au centre une figure de diffraction de taille comparable à la fonction de diffusion $h(M)$ et dont la distribution d'amplitude vaut: $TF[\exp(i\phi_H)]$. Dans ce même plan à une distance M_0 du centre on place une source ponctuelle synchrone $\delta(M - M_0)$.

Dans le second plan de Fourier on enregistre donc l'hologramme de $\exp(i\phi_H)$ puisque dans ce plan interfèrent une onde plane et la fonction:

$$TF^{-1}(TF[\exp(i\phi_H)]) = \exp(i\phi_H).$$



Holographie par double Transformation de Fourier

Fig.4: Montage de triple diffraction pour l'enregistrement de la partie phase pure $\exp[-i\phi_H(u)]$ du filtre de division théorique.

V ETUDE SUR UN EXEMPLE DU PROCESSUS HOLOGRAPHIQUE DE DECONVOLUTION

Reprenons l'exemple de la défocalisation que nous avons déjà considéré

[chap. II, § 3]: la fonction de diffusion est assimilable à un cercle uniforme circ $\frac{M}{a}$ et la fonction de transfert aberrante à une fonction de Bessel :

$$H(U) = 2J_1(2\pi a|U|)/2\pi a|U|.$$

V-1 Le filtre holographique de division

$H(U)$ est une fonction réelle mais à parties négatives; les parties négatives correspondent à des déphasages de π ou à des différences de marche d'une demi-interfrange. C'est donc là un cas particulier simple mais non trivial de fonction complexe.

$$H(U) = |H(U)| \cdot \exp i \phi_H(U)$$

$$|H(U)| = |2J_1(2\pi a|U|)/2\pi a|U|| \quad (5)$$

$$\phi_H(U) = 0 \text{ ou } \pi \text{ selon } U.$$

Le filtre de division est égal à l'inverse de cette fonction que nous écrivons:

$$|H(U)|^{-1} \exp -i \phi_H(U)$$

Les zéros de $H(U)$ sont pour le moment exclus pour des questions de rigueur mathématique; nous montrerons qu'ils ne posent aucun problème de par la nature même du processus holographique d'enregistrement du filtre.

V-1-1 Composante d'amplitude photographique

Elle est obtenue par photographie de la transformée de Fourier de la tache de diffusion avec $\lambda = 1$ utilisant des techniques d'extension de la dynamique du film.

Après enregistrement photographique, le filtre d'amplitude présente l'allure suivante:

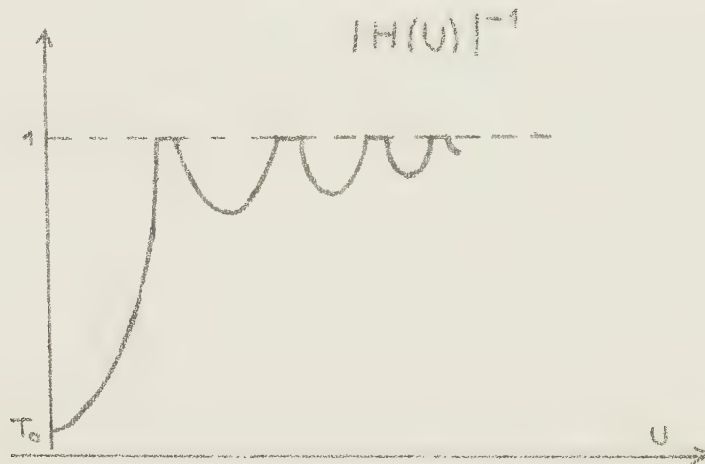


Fig. 5

Quand $H(U)$ s'annule, la transmission de la plaque devient égale à 1; et ces régions de transparence sont de taille finie car le film possède un seuil. L'étendue de la partie photographique est d'autant plus grande et les zéros cernés d'autant plus près que l'étendue de densité enregistrée linéairement par le film est plus grande. En fait, la transmission obtenue s'écrit:

$$K_1(U) |H(U)|^{-1}$$

où $K_1(U)$ tient compte des limitations photographiques (caractéristique du film) et des zéros de $H(U)$ (le filtre d'amplitude devient égal à 1 au lieu d'être infini).

V-1-2 Composante de phase holographique

Nous utilisons le montage de triple diffraction décrit dans la figure 4 où l'on a placé dans le premier plan de Fourier la composante d'amplitude précédente.

1 Première diffraction

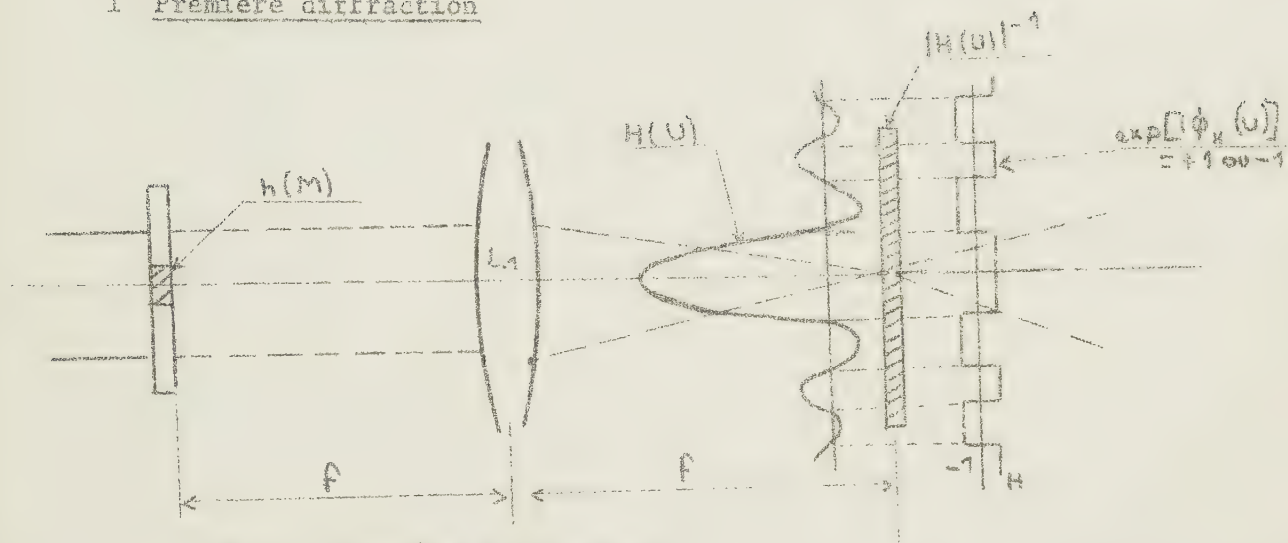


Fig. 6: Première diffraction.

L'onde transmise a pour amplitude théorique $\exp[i\phi_H(U)]$ c'est-à-dire prend des valeurs $+1$ ou -1 selon le signe de $H(U)$. L'intensité d'une telle onde est uniforme et égale à 1 sur toute l'étendue et à 0 pour les U_k qui annulent $H(U)$. Compte tenu de la forme réelle du filtre d'amplitude (fig. 5), l'onde transmise a le profil suivant:

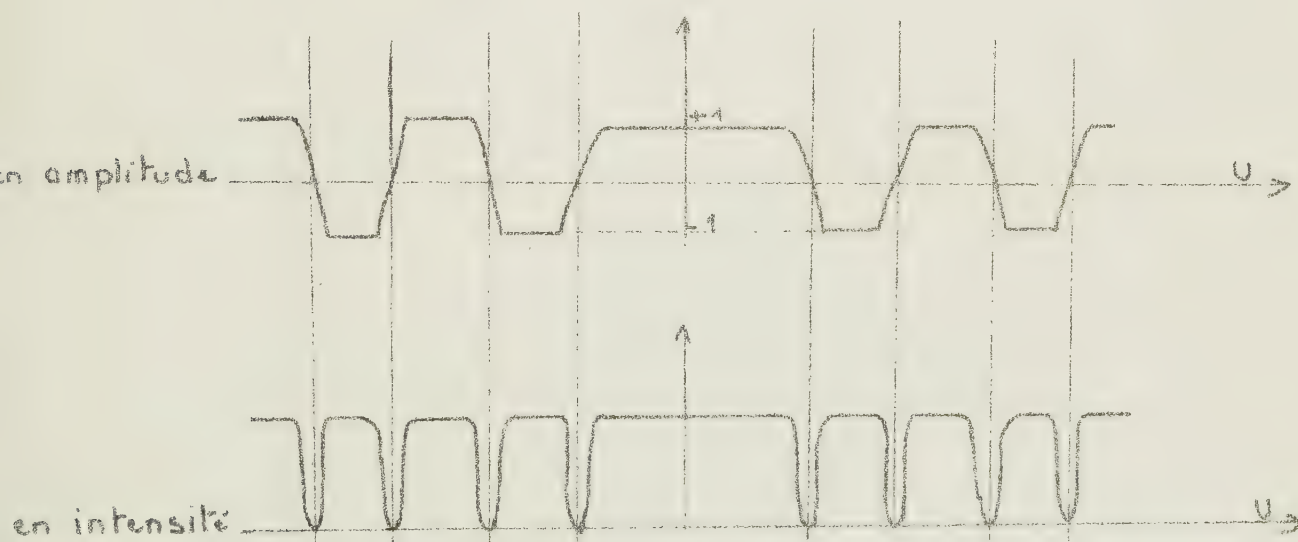


Fig. 7: Résultat de la première diffraction.

2 Deuxième diffraction

Elle fournit, à l'emplacement de l'image géométrique de $h(M)$, l'amplitude de $T \cdot P[\exp i\phi_M]$ qui a une taille comparable à $h(M)$. Un trou très fin est placé dans ce plan et sert de point source $\phi(M - M_0)$ pour enregistrer un hologramme.

3 Troisième diffraction

Elle refournit l'onde $\exp i\phi_n(U)$ que l'on fait interférer avec une onde plane de référence inclinée. Les deux ondes étant uniformes, les interférences présentent un excellent contraste constant partout sauf dans la région très proche des zéros U_K de $R(U)$ où le contraste décroît pour s'annuler pour ces valeurs: vu le profil de la distribution d'intensité de l'onde de phase objet [Fig. 7], le passage au zéro se fait de façon continue et sans discontinuité.

L'hologramme théorique a l'allure de la figure 8. En pratique le passage aux zéros est plus continu. D'un zéro à l'autre, il y a déplacement d'une demi-frange correspondant à un déphasage de π .

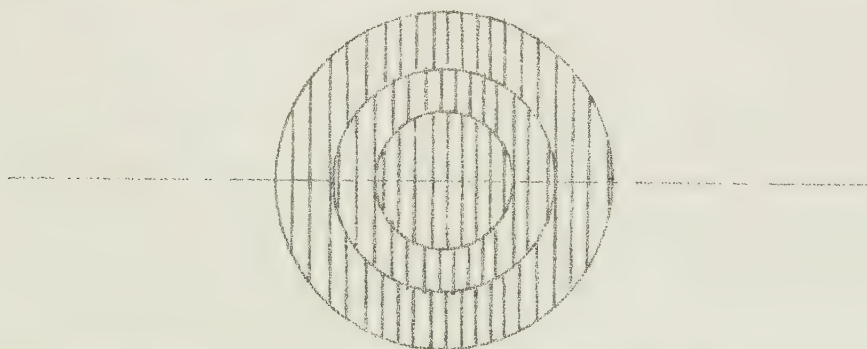


Fig. 8: Composante théorique de phase holographique.

V-1-3 Transmission globale du filtre

Le filtre formé de la superposition des deux composantes a pour transmission théorique:

$$D_0(U) = |H(U)|^{-1} \exp -i\phi_{12}(U)$$

mais en pratique l'on obtient: $K(U) \cdot D_0(U)$ où $K(U)$ tient compte des zéros et de l'atténuation haute fréquence.

Sa transmission immédiate (à la sortie du filtre) est illustrée à la figure suivante:

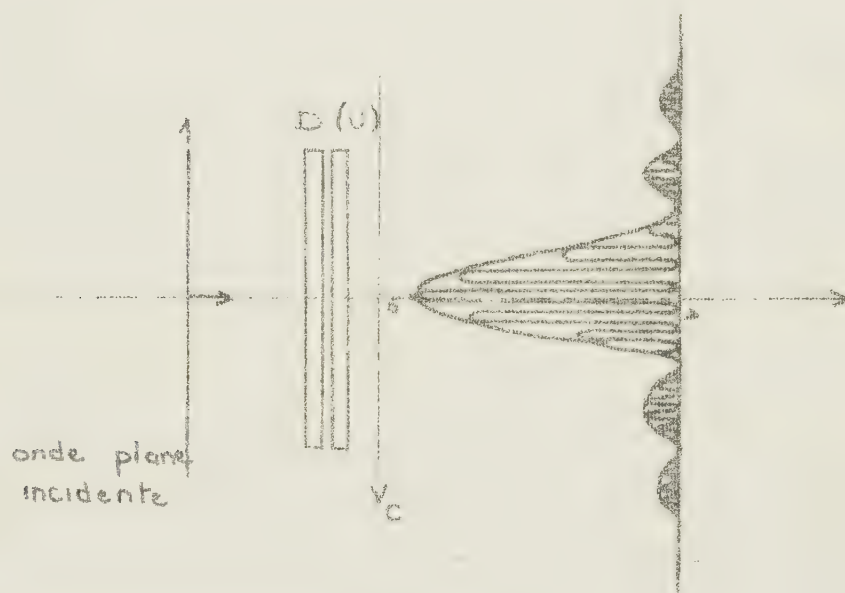


Fig. 9: Transmission directe du filtre.

La transmission équivalente du filtre, en ce qui concerne l'imagerie pour l'ordre -1 de la reconstruction, est reproduite dans la figure (10) au chapitre II.

Notons que l'hologramme corrige les variations d'épaisseurs de l'émulsion introduites dans la partie amplitude du filtre: en effet les variations des densités y sont très fortes et il est bien connu que l'émulsion développée présente un certain relief [16] qui risque d'être dangereux pour la qualité de l'image si l'on

n'utilise pas d'immersion.

Soit: $|H(U)|^{-1} \exp(i\psi)$, la transmission du filtre d'amplitude où $\exp(i\psi)$ représente l'erreur de phase introduite par les irrégularités d'émulsion. L'hologramme enregistré à travers cette plaque a pour transmission à l'ordre -1:

$$[H(U) \cdot |H(U)|^{-1} \exp(i\psi)]^* = \exp(-i\phi_H) \cdot \exp(-i\psi)$$

Donc la transmission totale du filtre s'écrit:

$$|H(U)|^{-1} \exp(i\psi) \cdot \exp(-i\phi_H) \exp(-i\psi)$$

Soit $|H(U)|^{-1} \exp(-i\phi_H)$

La composante de phase est un réseau à pas constant et peut être choisi d'assez faible contraste pour qu'il n'introduise pas d'erreur de phase.

La conclusion pratique de cette remarque est qu'avec ce mode d'opération il n'est pas nécessaire d'utiliser une immersion qui n'est pas toujours facile à mettre en oeuvre.

V-2 Le processus de déconvolution holographique

Le filtre complet se compose de la superposition exacte (émulsions face à face) de la composante d'amplitude photographique et de la composante de phase holographique. Etudions le processus de déconvolution en prenant pour image aberrante à restaurer la tache de diffusion $h(M)$. Pour cela plaçons une transparence photographique contenant la tache de diffusion $h(M)$ dans le plan objet du montage de double diffraction muni du filtre de division holographique dans son plan de Fourier [Fig. 44]. La fonction incidente dans le plan de Fourier est la fonction $H(U)$ de transfert du système aberrant. Le filtre d'amplitude en atténue l'amplitude pour l'égaliser au mieux [Fig. 7], le filtre holographique déphase de π les parties négatives. On a

introduit éventuellement une atténuation hautes fréquences pour limiter l'influence du bruit et fournir une image de qualité optimale [chap. II, § 4]. Ainsi l'onde diffractée dans l'ordre -1 (correspondant à la transmission $\exp(-i\phi_H)$ de l'hologramme) n'est autre que la fonction de transfert de l'image restaurée dont nous avons ici une interprétation directe. $K(U)$ a l'allure suivante dans le cas optimal:

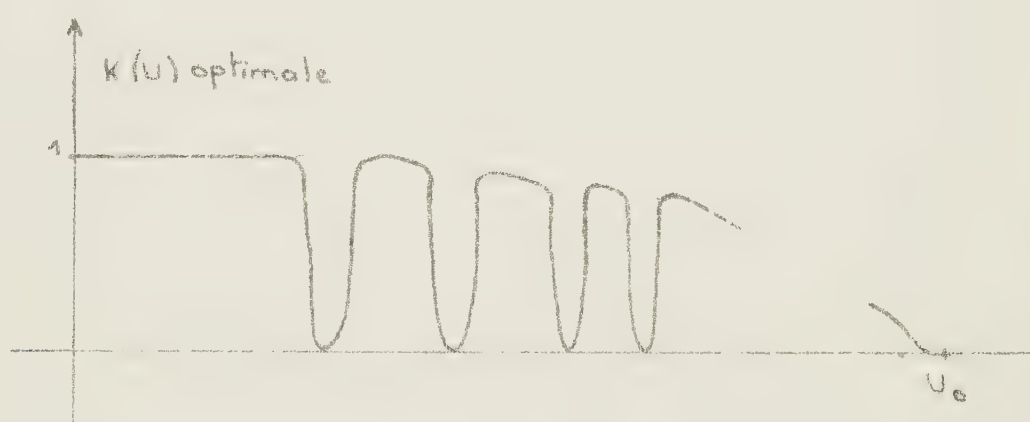


Fig. 10 : Fonction de transfert restaurée.

L'image déconvoluée de $h(M)$ apparaît comme le terme d'ordre -1 de la reconstruction du filtre holographique dans le plan final.

Grâce à cette expérience nous avons simultanément "matérialisé" la fonction de transfert aberrante (avant passage dans le filtre), la fonction de transfert restaurée et la fonction de diffusion restaurée. C'est sur ce montage que l'on effectuera l'optimisation de $K(U)$ pour obtenir la meilleure image $k(M)$ par atténuation haute-fréquence de l'onde issue du filtre $H(S)$ $D(U)$ et par observation de l'image résultante par transformation de Fourier. Notons un point important: grâce à ce processus en lumière cohérente il est possible d'obtenir des fonctions $k(M)$ à parties négatives !

car $k(M)$ est ici une distribution d'amplitude et par conséquent il est possible de réaliser des fonctions de transfert qu'aucun instrument classique ne peut fournir directement en lumière incohérente, à savoir essentiellement une fonction de transfert avec partie centrale constante et égale à 1 sur une étendue finie [voir chap. II, §3]. Il est donc théoriquement possible d'obtenir des images meilleures qu'en éclairage incohérent direct avec un instrument sans aberrations ! En fait, l'existence du bruit introduit dans le processus de déconvolution dû essentiellement aux imperfections des matériaux photographiques, limite la portée de notre dernière conclusion.

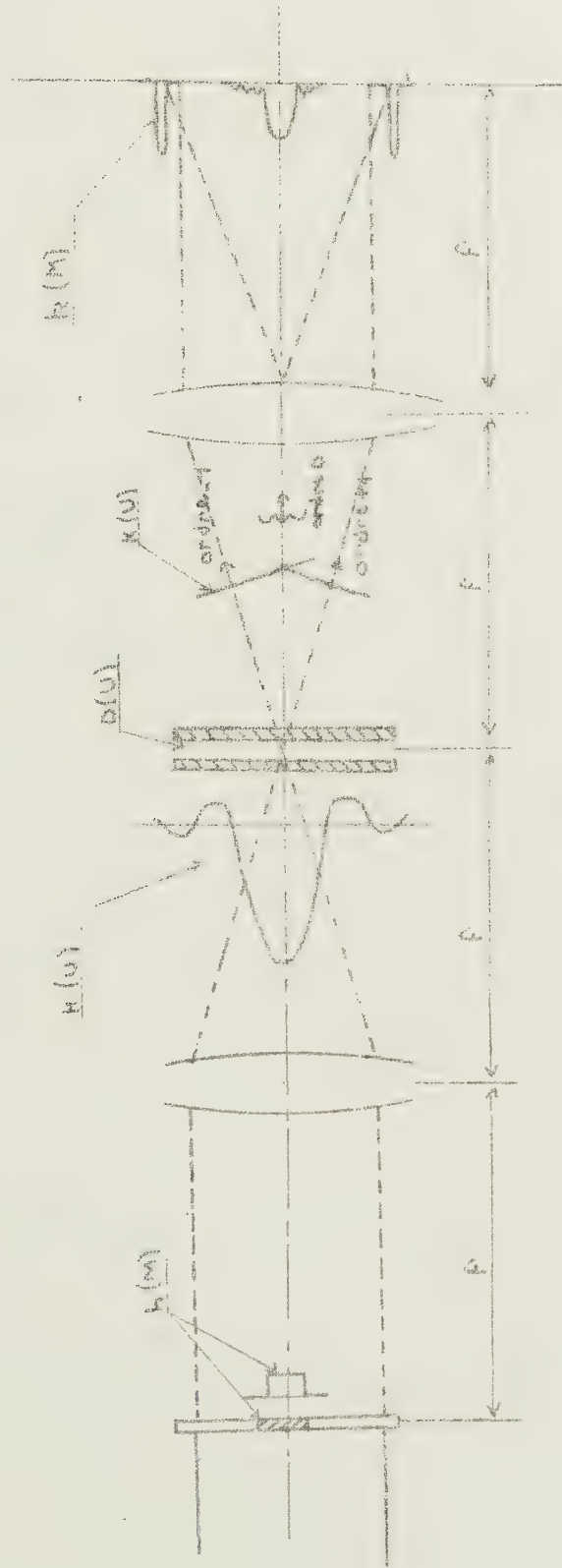


Fig.11 : Processus de déconvolution holographique.

Déconvolution de la fonction de diffusion et interprétation de la fonction de transfert restaurée.

REFERENCES DU CHAPITRE LII

- 1 F. ZERNIKE
"Phase-contrast, a new method for microscopic observation of transparent objects"
"Achievements in Optics" Pub. Elsevier, Amsterdam, 1946.
- 2 L.J. CUTRONA, E.N. LEITH, C.J. PALERMO, L.J. PORCELLO
I.R.E. Trans. Inform. theory
6, p. 386, 1960
- 3 A. MARECHAL et P. CROCE
"Un filtre de fréquences spatial pour l'amélioration du contraste des images optiques."
C.R. Ac. Sc. 237, p. 607m 1953.
- 4 A. VAN DER LUGT
"A review of optical data processing techniques"
Opt. Act. 15, No. 1, p. 1-33, 1968.
- 5 J. TSUJIUCHI
"Correction of optical images by compensation of aberrations and by spatial frequency filtering"
Progress in Optics, Vol. 2, North-Holland Pub. co. Amsterdam 1963, Ed. E. Wolf
- 6 J.L. HORNER
"Optical spatial filtering with the least-square-error filter"
J.O.S.A. 59, p. 553 à 558, 1969.
- 7 G.W. STROKE and R.G. ZECH
"A posteriori image-correcting deconvolution by holographic Fourier transform division".
Phys. Lett. 25 A, No. 2, p. 89 à 90, 1967.
- 8 G.W. STROKE
"An introduction to coherent optics and holography"
2 ème édition. Acad. Press, New-York, 1969.

- 9 A.W. LOHMANN and H.W. WERLICH
Phys. Lett. 25 A, p. 570, 1967.

- 10 G.W. STROKE, G. INDEBETOUW, C. PUECH
"A posteriori holographic sharp-focus image restoration from ordinary blurred photographs of three dimensional objects photographed in ordinary white light"
Phys. Lett. 26 A, p. 443 à 444, 1968.

- 11 G.W. STROKE, F. FURRER, D.R. LAMBERTY
"Deblurring of motion-blurred photographs using extended-range holographic Fourier-transform division"
Opt. Comm. 1, p. 141 à 145, 1969.

- 12 G.W. STROKE, M. HALIOUA, G. INDEBETOUW, F. POISSON
Opt. Comm. 1, p. 357, 1970.

- 13 G.W. STROKE
"Image deblurring and aperture synthesis using a posteriori processing by Fourier-transform holography"
Opt. Acta, 16, p. 401 à 422, 1969.

- 14 G.W. STROKE et M. HALIOUA
"A new holographic image deblurring method"
Phys. Lett. 33 A, No. 1, p. 3 à 4, 1970.

Article en préparation pour Appl. Opt. 1971.

- 15 J. TSUJIUCHI, T. HONDA, T. FUKAYA
"Restoration of blurred photographic images by holography"
Opt. Comm. 1, p. 379 à 382, 1970.

- 16 H.M. SMITH
"Photographic relief images"
J.O.S.A. 58, p. 533 à 539, 1968.

CHAPITRE QUATRIEME

DECONVOLUTION A HAUTE-RESOLUTION

DES IMAGES OPTIQUES ABERRANTES

PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE DES FREQUENCES SPATIALES.

DEUXIEME PARTIE: EXPERIENCES ET RESULTATS.

I SENSITOMETRIE DES EMULSIONS

Dans les méthodes de traitement de l'information par voie optique en lumière cohérente, on est conduit à effectuer des opérations précises (multiplication, division, différenciation, convolution etc...) sur des fonctions enregistrées sur des plaques photographiques. Il est essentiel, contrairement à la photographie usuelle, que la transmission en amplitude de ces plaques soit rigoureusement égale aux fonctions désirées sous peine d'introduction de non-linéarités nuisibles à la qualité des résultats. Pour cela les plaques doivent être développées avec des pentes sensitométriques bien définies et les enregistrements doivent être sur toute l'étendue des fonctions considérées. C'est dans le but de satisfaire à ces conditions que nous avons entrepris une longue étude de la sensitométrie des matériaux photographiques haute résolution utilisés dans nos expériences. L'étude de l'image photographique a fait l'objet de nombreux travaux [1] et ce domaine, très complexe, présente encore beaucoup d'inconnues. Il n'est donc pas question pour nous ici d'effectuer une étude complète des propriétés des émulsions photographiques, vu la multitude de paramètres tels que l'âge du film, la concentration et la température du révélateur, l'agitation, la nature de la fonction à enregistrer, l'intensité de l'éclairement, la qualité de la lumière utilisée, et bien d'autres encore.

Notre étude s'est limitée à celle des émulsions Kodak Spectroscopiques 649F et des émulsions Agfa-Gevaert Scientia 10E70 et 14C75 dans les conditions particulières de leur emploi dans nos expériences de déconvolution, en essayant de maintenir constants le maximum de facteurs et de faire varier ceux sur lesquels nous avons le contrôle le plus sûr. Nous arrivons maintenant à reproduire des pentes sensitométriques

données avec une excellente précision. Nous avons aussi surtout développé au laboratoire une technique, dite de "Masking", pour étendre à volonté la linéarité des enregistrements photographiques bien au-delà des limites classiques imposées par le film. Dans ces travaux nous avons bénéficié de l'aide et de l'enseignement inestimables d'un technicien de la photographie, F. Furrer de l'Institut Photographique de Zurich en visite chez nous.

I-1 Mesures sensitométriques de quelques émulsions

L'étude des courbes de noircissement se fait en copiant par contact, en lumière rouge, sur les plaques étudiées une échelle de densités enregistrée sur du film de très haute résolution (Agfa-Gevaert, 10E70).

Les courbes H.D. s'obtiennent en portant, en ordonnées, les valeurs mesurées des densités sur l'image et, en abscisse, celles de l'échelle de densité mesurées dans les mêmes conditions.

Les révélateurs utilisés sont ceux fournis par Kodak: D 76, D 19 et D 11. Ils sont utilisés à l'état concentré et chaque plaque est développée individuellement dans 200 ml de révélateur neuf. La température est toujours maintenue à 20 C (68 F) et l'agitation forte, continue et aussi régulière que possible. Le seul paramètre que nous faisons varier est le temps de développement pour un éclaircissement donné.

Après révélation, dont la durée est chronométrée avec exactitude, les plaques sont trempées dans un bain d'arrêt (Kodak Stop Bath), fixées (Kodak Fixer), et lavées très longuement dans l'eau courante filtrée; puis elles sont trempées dans un agent mouillant (Kodak Photoflo) et enfin séchées lentement suspendues dans une atmosphère propre et d'humidité normale. Toutes ces précautions sont nécessaires si l'on veut

obtenir des résultats avec une bonne qualité et répétitivité.

Pour les mesures, nous disposons de trois densitomètres:

- 1 Un microdensitomètre "JOYCE-LOEBL": il permet d'obtenir des tracés de profils densitométriques. Son usage est essentiel quand les détails à mesurer sont petits; il permet en particulier de situer l'étendue de densité d'une fonction image par rapport à l'échelle de densités enregistrée sur la même plaque en vue de déterminer la courbe sensitométrique.
- 2 Un densitomètre "MACBETH": il permet de mesurer des densités diffuses sur une grande surface (macrosensitométrie). Une aiguille indique la densité sur une échelle graduée. Son usage est très pratique.
- 3 Un densitomètre "DENSI-LUX": il possède une cellule extérieure maniable. Il permet de mesurer des densités directement sur le montage dans les conditions d'emploi des plaques, en lumière convergente ou parallèle, pour tenir compte de l'effet Callier éventuel.

Nous avons tracé une multitude de courbes sensitométriques dans des conditions de travail très variées pour avoir une connaissance sérieuse des plaques que nous utilisons. Par la suite, dans les expériences de déconvolution, sur chaque plaque nous avons imprimé à côté de l'objet une échelle de densité exposée dans les mêmes conditions. Si bien que chaque plaque qui entre en jeu dans le processus de déconvolution est mesurée individuellement pour tenir compte des changements inévitables de caractéristiques d'un développement à l'autre.

Nous reproduisons ici seulement quelques uns des nombreux réseaux de courbes tracés au cours de notre étude (fig. 1 à 6).

ALFA-GEVAPRI

Plaques Scientia 10070 A

Temps d'exposition: constant

Temps de développement: variable

Révélateur: L 76 concentré

Température: 20°C (68°F)

Agitation continue.

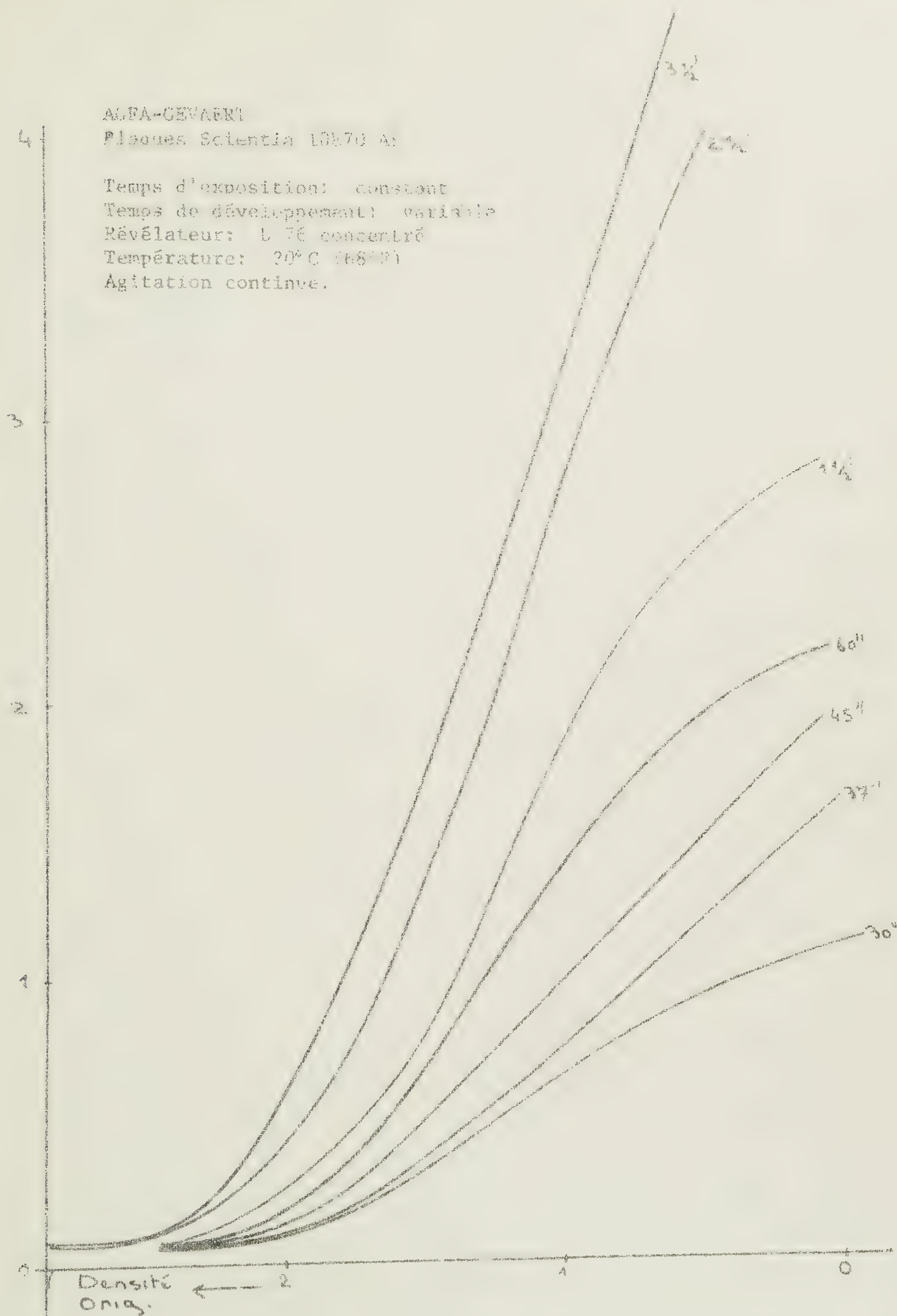


Fig. 1

Fig. 2

AGFA-GEVAERT

Plaques Scientia 14C75 AX

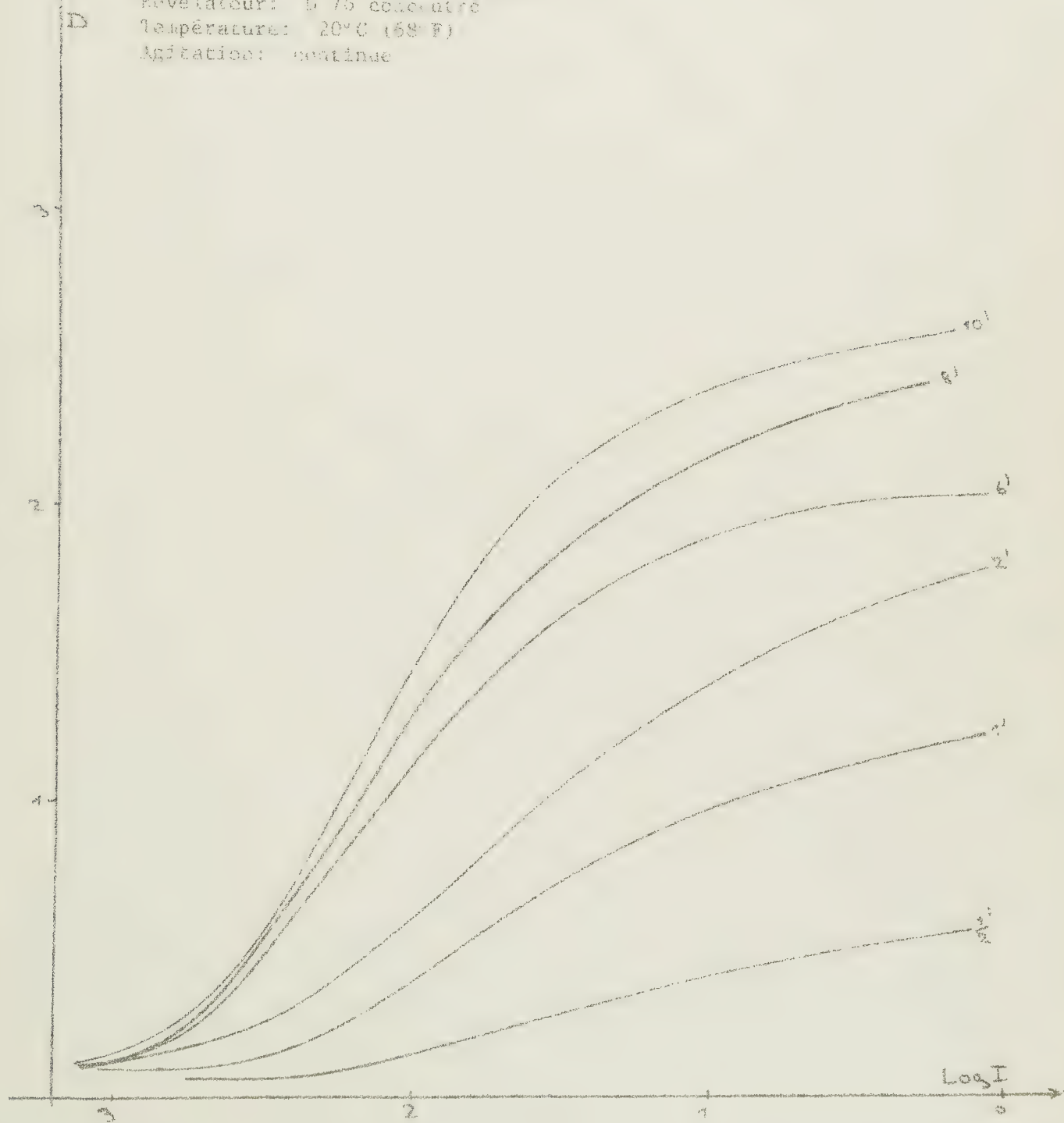
Temps d'exposition: constant

Temps de développement: variable

Révélateur: D 19 concentré

Température: 20°C (68°F)

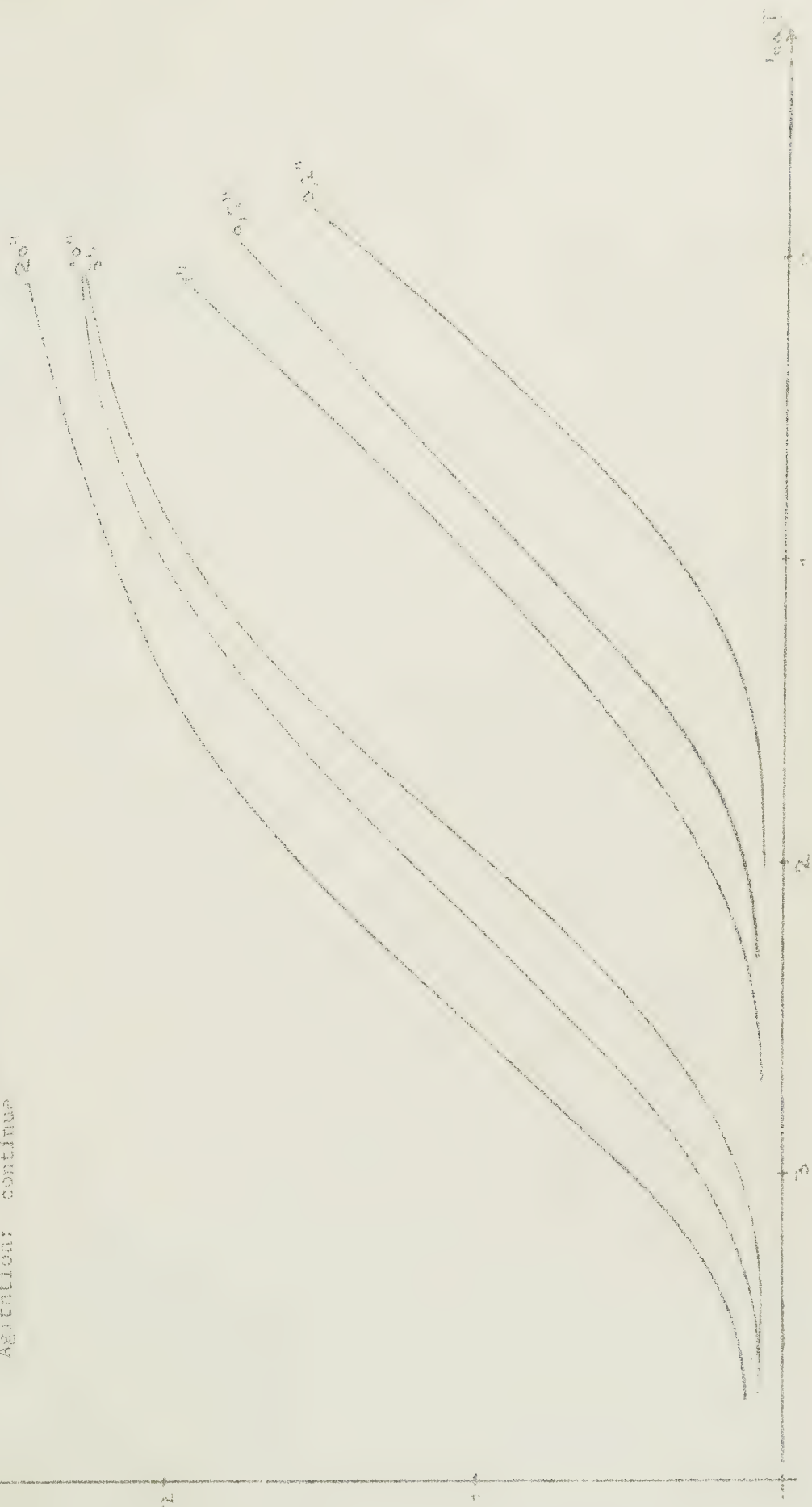
Agitation: continue



D

AGFA-GEVAERT
Plaques Scientia 14C75 AH

Temps d'exposition: variable
Temps de développement: constant
Révélateur: D 19 concentré
Température: 20°C (68°F)
Agitation: continue



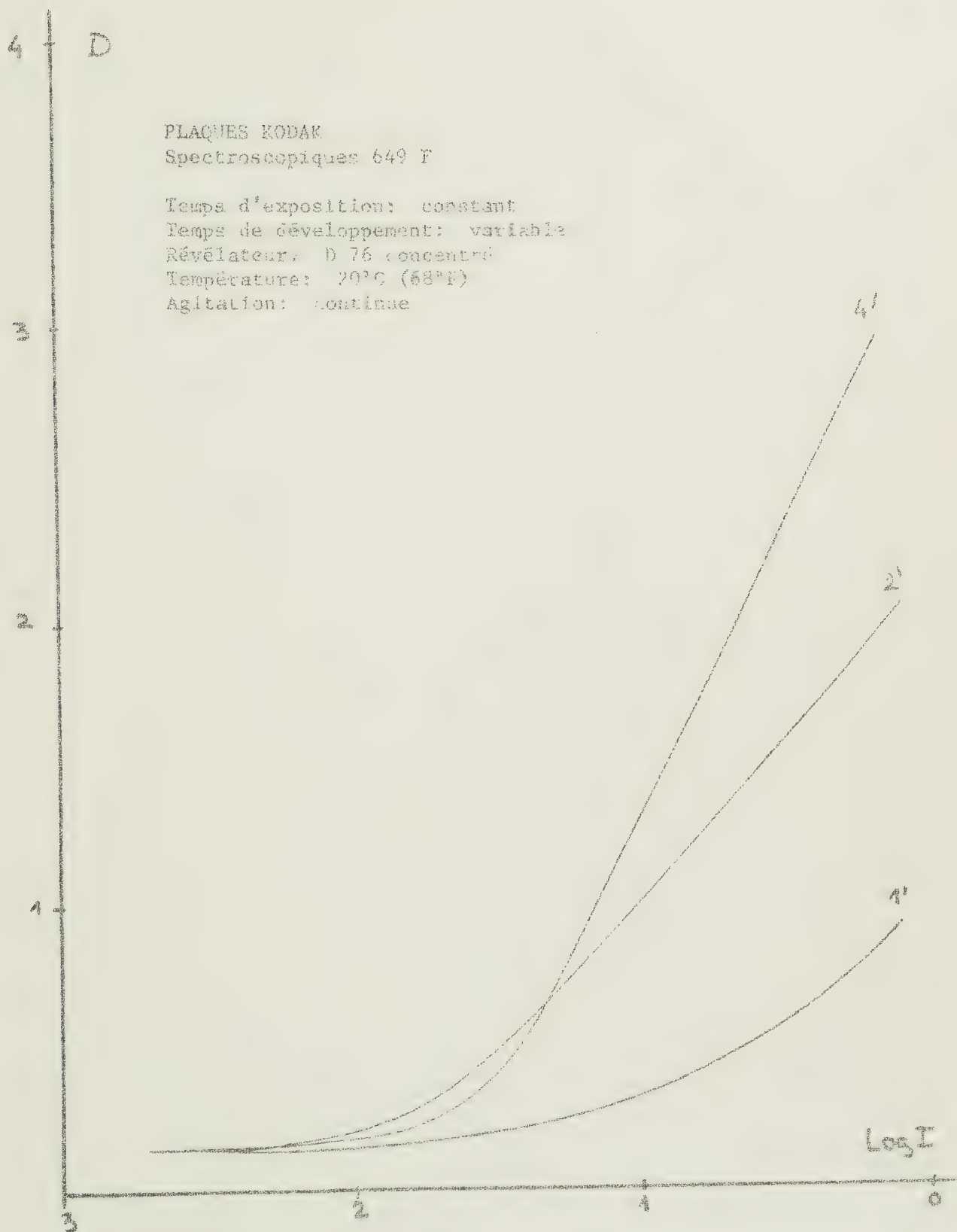


Fig. 4

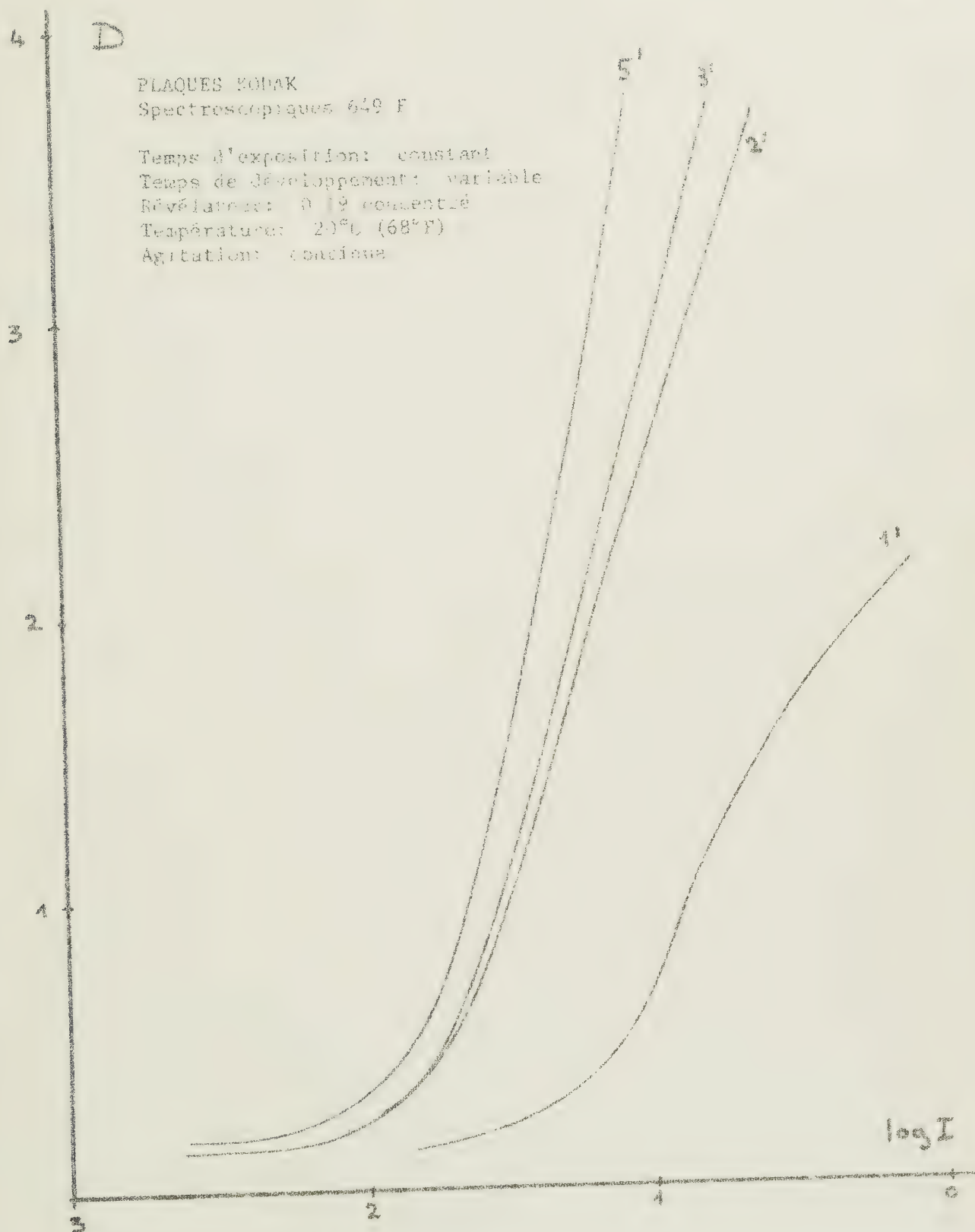


Fig. 5

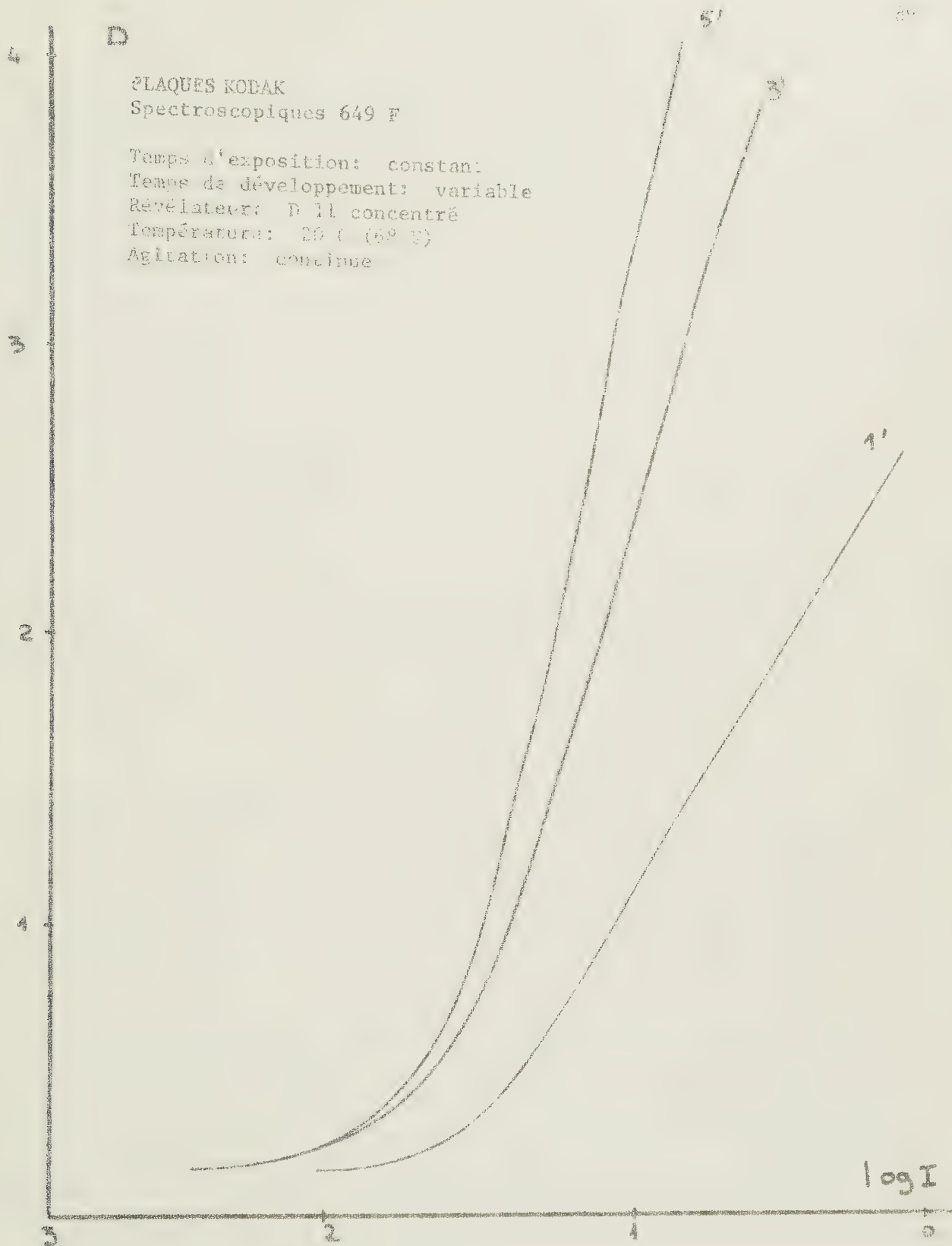


Fig. 6

I-2 Schéma de copie d'un négatif image en un positif image

Ce schéma doit contenir la courbe caractéristique du négatif (image négative en fonction de l'objet original), celle de l'émulsion utilisée pour la copie (image positive en fonction de l'image négative) et celle du positif final (image positive en fonction de l'objet original). ce schéma doit permettre de plus de faire correspondre ces courbes l'une avec l'autre et de construire l'une à partir des deux autres. Un modèle est fourni à la figure 7.

Ce schéma est très important car il nous permet de déterminer par construction la caractéristique de l'émulsion de copie connaissant le négatif original et le profil de la copie désiré.

Notons que la pente γ_p du positif final est égale au produit de celle γ_n du négatif et celle γ_c de la courbe de copie:

$$\underline{\gamma_p = \gamma_n \gamma_c}$$

I-3 Extension de la dynamique linéaire des émulsions [3 et 4]

Il est bien connu que la partie linéaire des courbes caractéristiques de noircissement photographique a une étendue de densité objet de l'ordre de 1 à 1,2 pour les émulsions courantes et de l'ordre de 1,5 pour les émulsions à très haute résolution.

Cette faible dynamique linéaire est un des obstacles pratiques fondamentaux dans les méthodes de traitement optique de l'information utilisant des processus de Fourier. Le spectre d'une fonction usuelle en effet est caractérisé par une très grande variation d'intensité entre sa partie centrale et sa partie périphérique; un enregistrement correct de ce spectre nécessite une dynamique linéaire d'étendue

3 à 4 en densités !

Nous avons appliqué au Laboratoire [3 et 4] les techniques dites de "Masking" pour résoudre le problème de la linéarité en photographie. L'ensemble des opérations est illustré par les figures 8 à 11; pour l'exemple de l'enregistrement du négatif d'une fonction avec $\delta = 2$ sur une étendue linéaire en densité de 51. Le négatif original à courte dynamique est superposé avec le masque 1 (image négative de l'objet développée avec une caractéristique différente); l'ensemble est copié par contact suivant la caractéristique de copie 1 pour pousser le positif 1 bas contraste à longue linéarité (fig. 8). Ce positif est éventuellement superposé avec un masque positif 2 pour compenser la courbure de saturation de la caractéristique de copie 2 dont la pente est nécessaire pour obtenir un négatif final de pente $\delta = 2$ (fig. 9). Les figures 10 et 11 donnent le mode de fabrication des masques à partir du négatif original. Il est possible aussi de les exposer directement sur le montage d'enregistrement: les masques sont légèrement flous.

Le processus global est long et délicat et nécessite beaucoup de soin et d'expérience pour atteindre le résultat. Au paragraphe de ce chapitre nous indiquons une méthode infiniment plus simple pour traiter le cas $\delta = 1$ nécessaire pour la fabrication de la composante d'amplitude du filtre de division.

Notons que cette technique de "Masking" peut être utilisée à des fins autres que l'extension de la dynamique des films. Par une combinaison judicieuse de masques négatifs et positifs, il est possible d'obtenir une courbe caractéristique de forme quelconque désirée à l'avance. Un exemple est donné aux figures 12 à 14 qui a été effectivement réalisé.

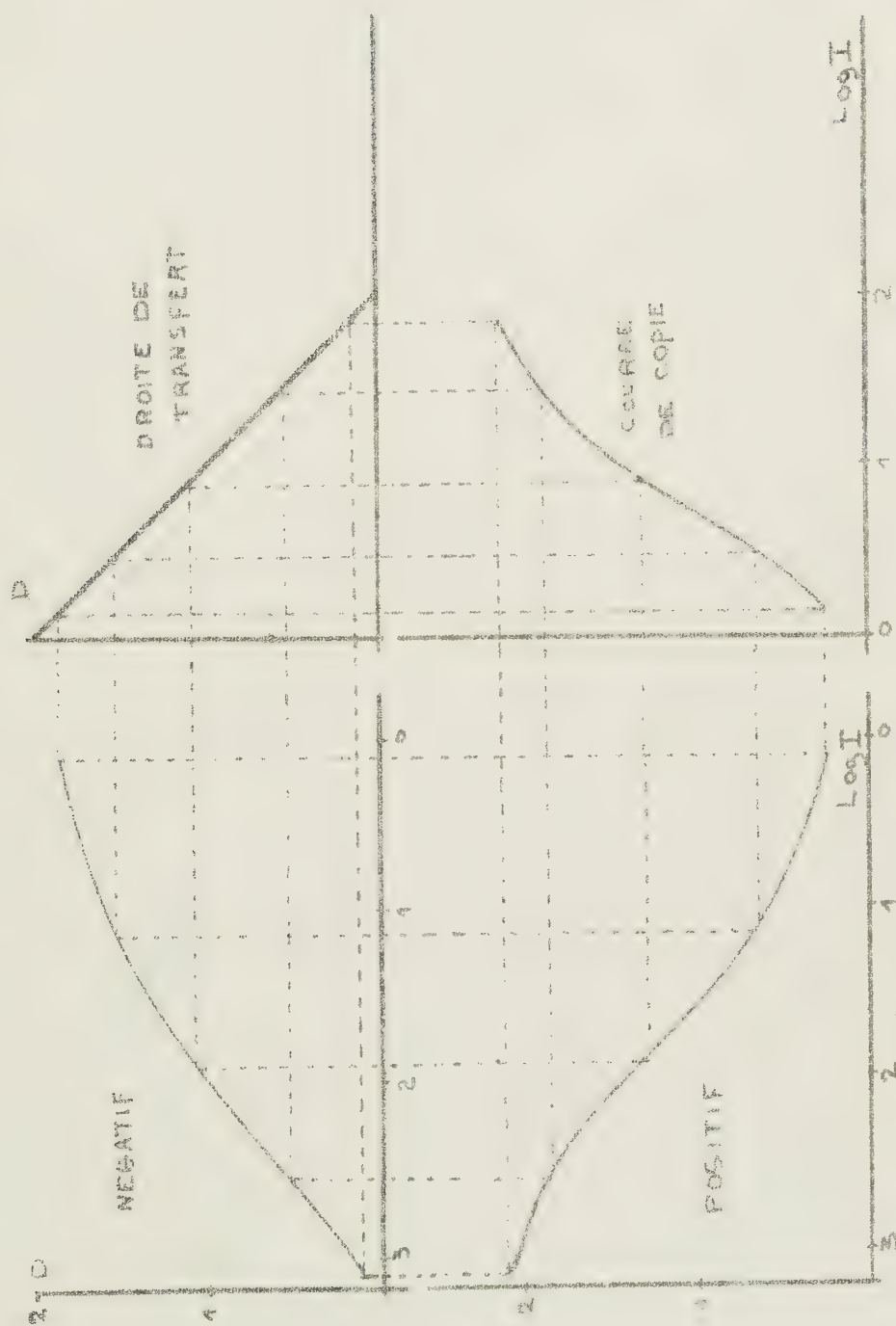


Fig. 7: schéma du processus négatif-positif.

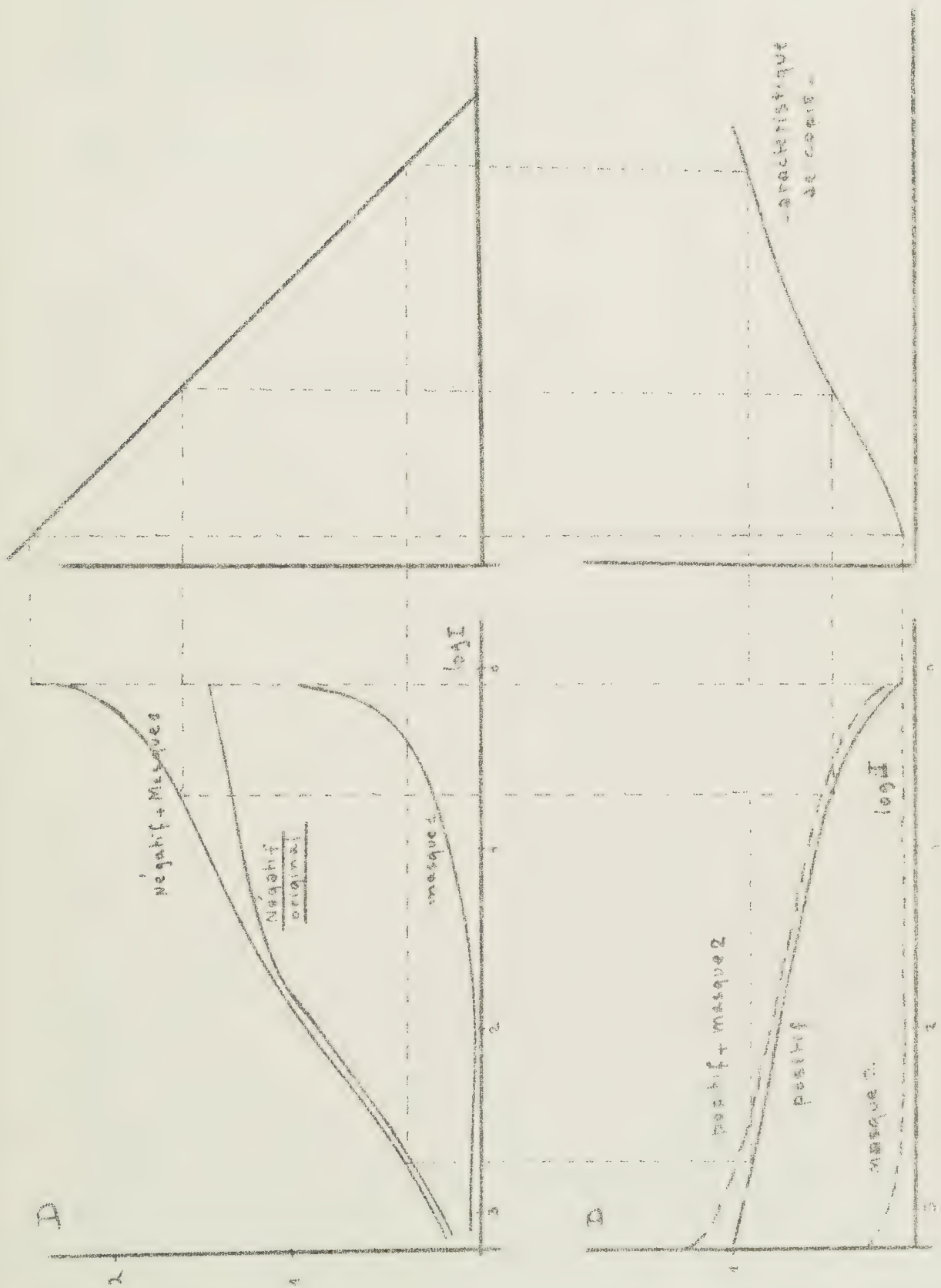


Fig. 8. Processus de Masquage par la Variation d'un négatif à dynamiques linéaire (1)

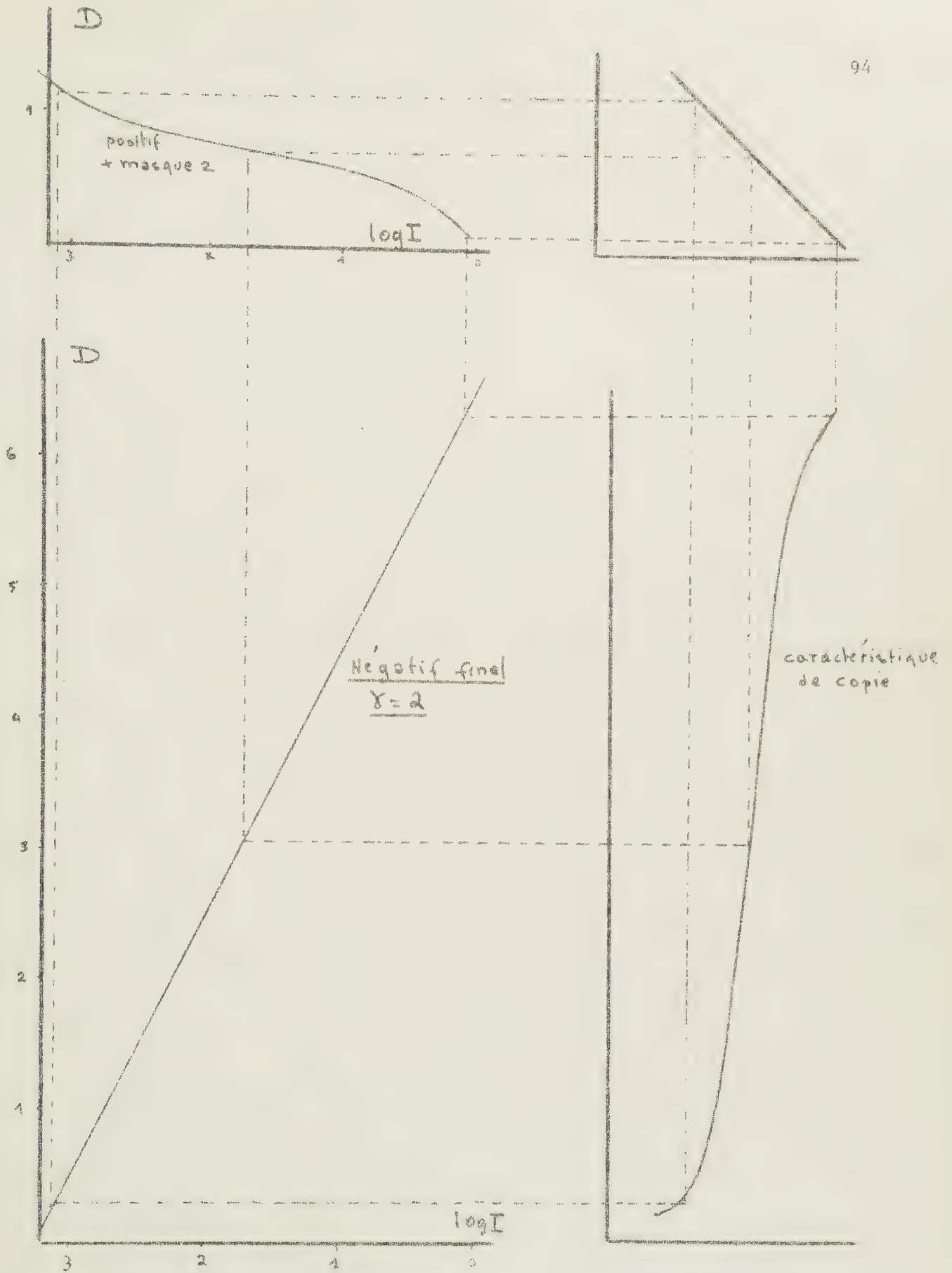


Fig. 9: Processus de "Masking" (2)

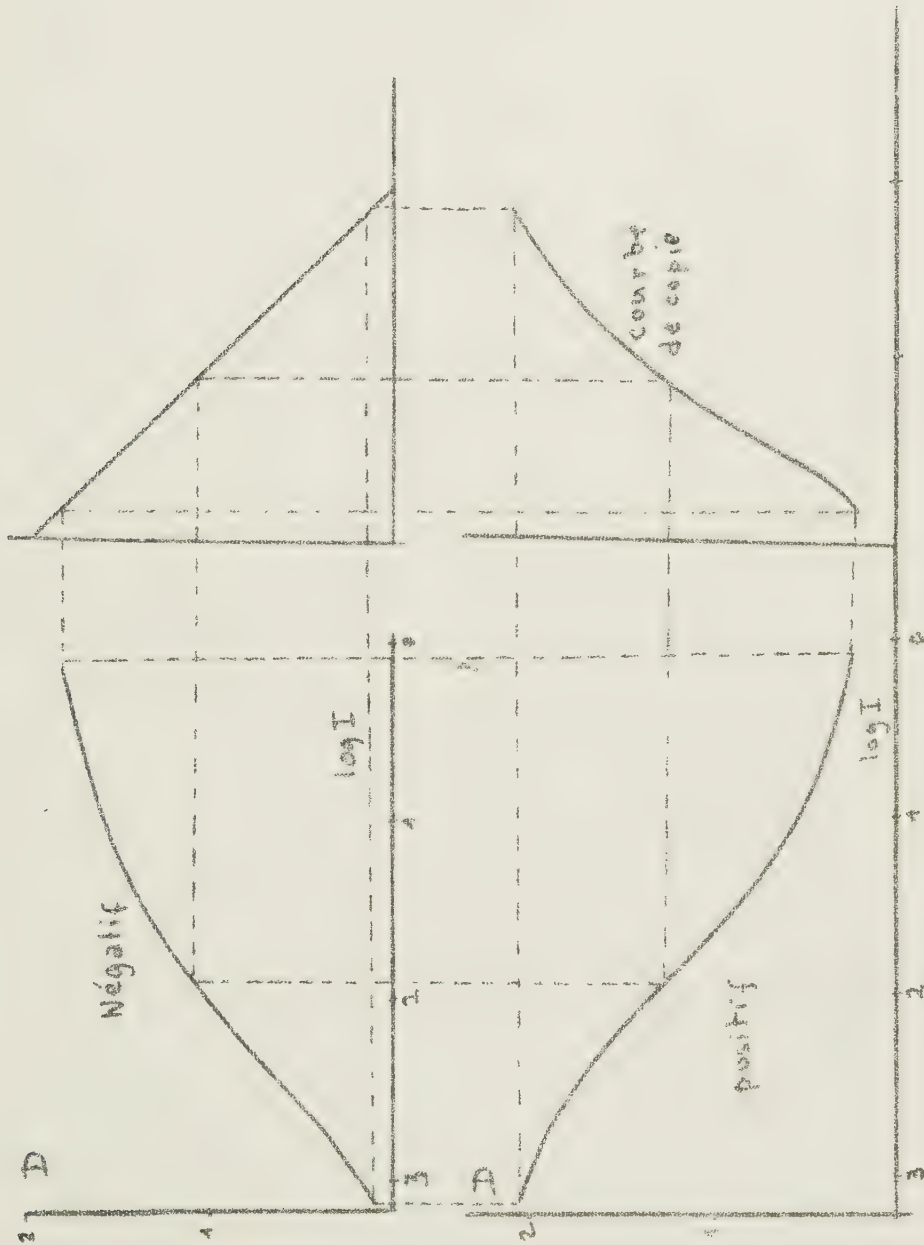


Fig. 10: Fabrication des masques (1).

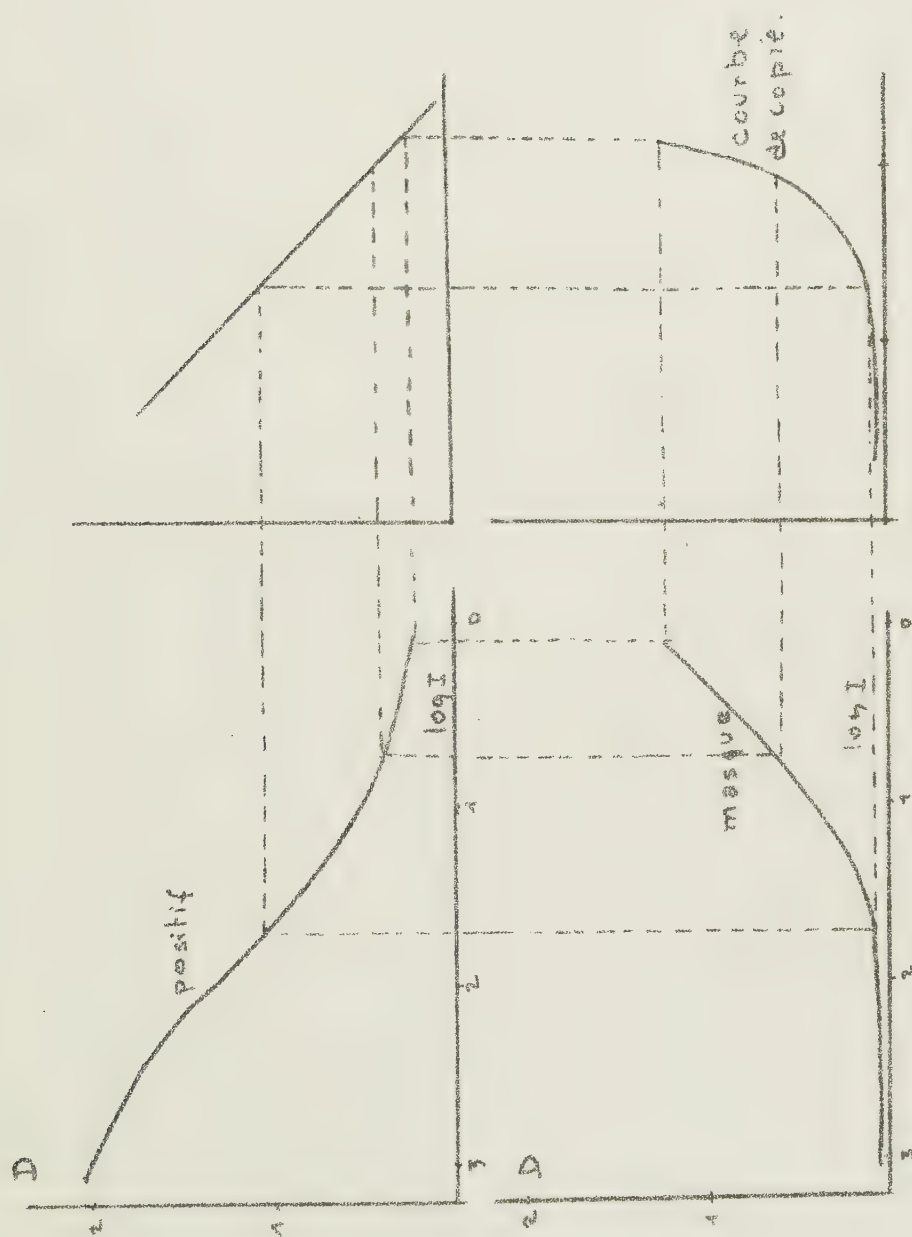


Fig. 11: Fabrication des masques (2).

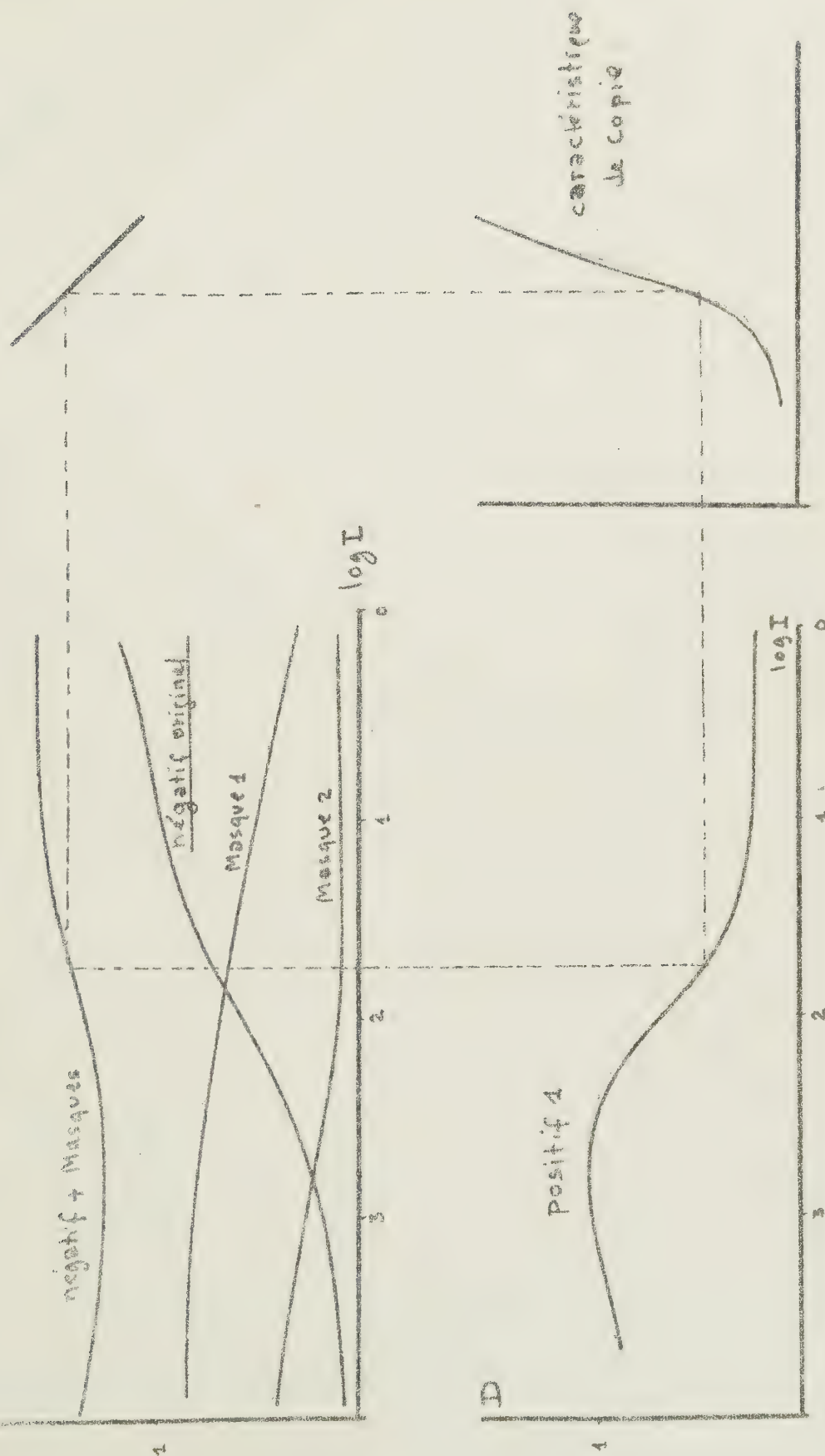


Fig. 12: Fabrication d'une caractéristique de forme quelconque (1).

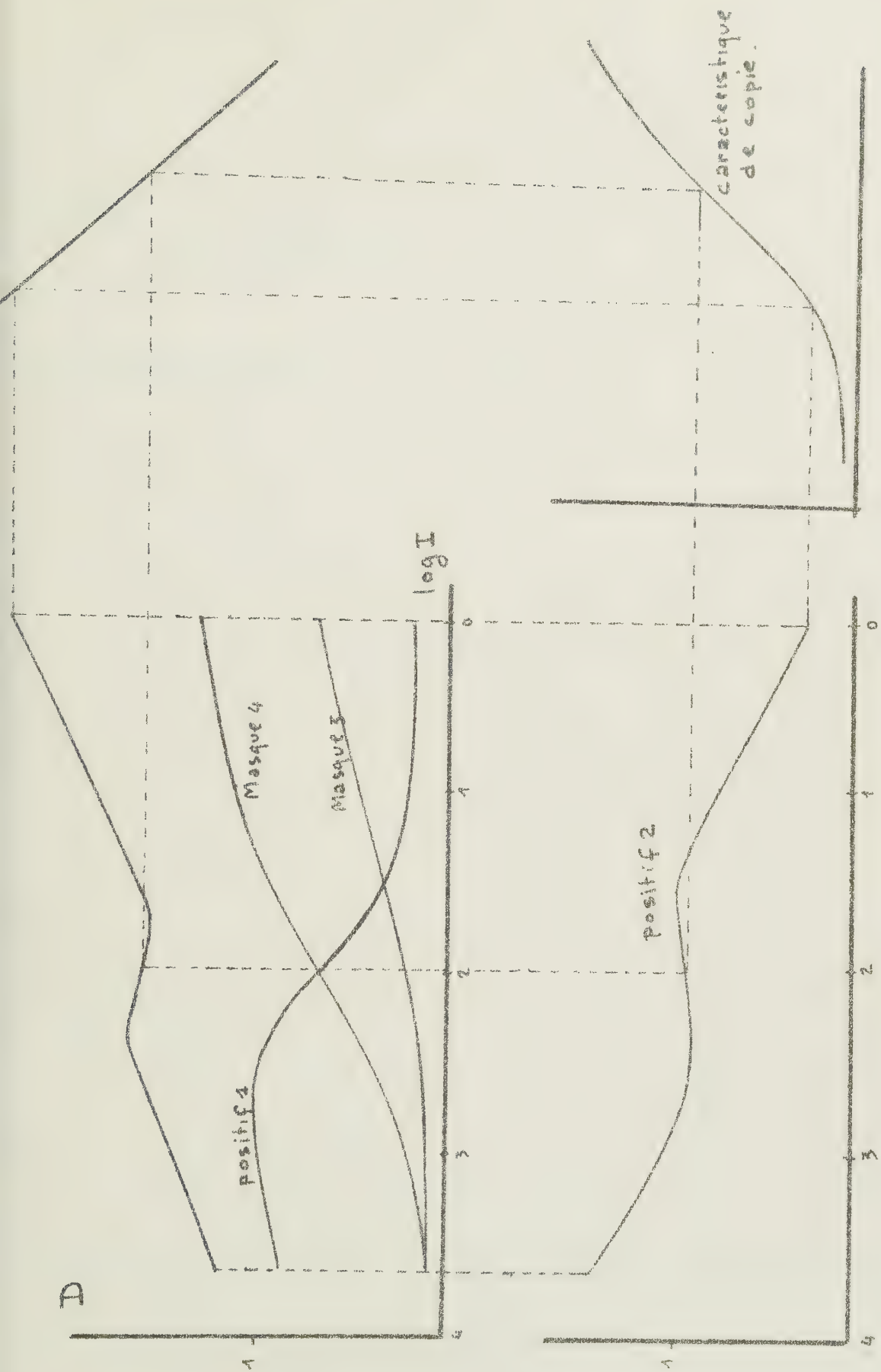


Fig. 13: Fabrication d'une caractéristique de forme quelconque (2).

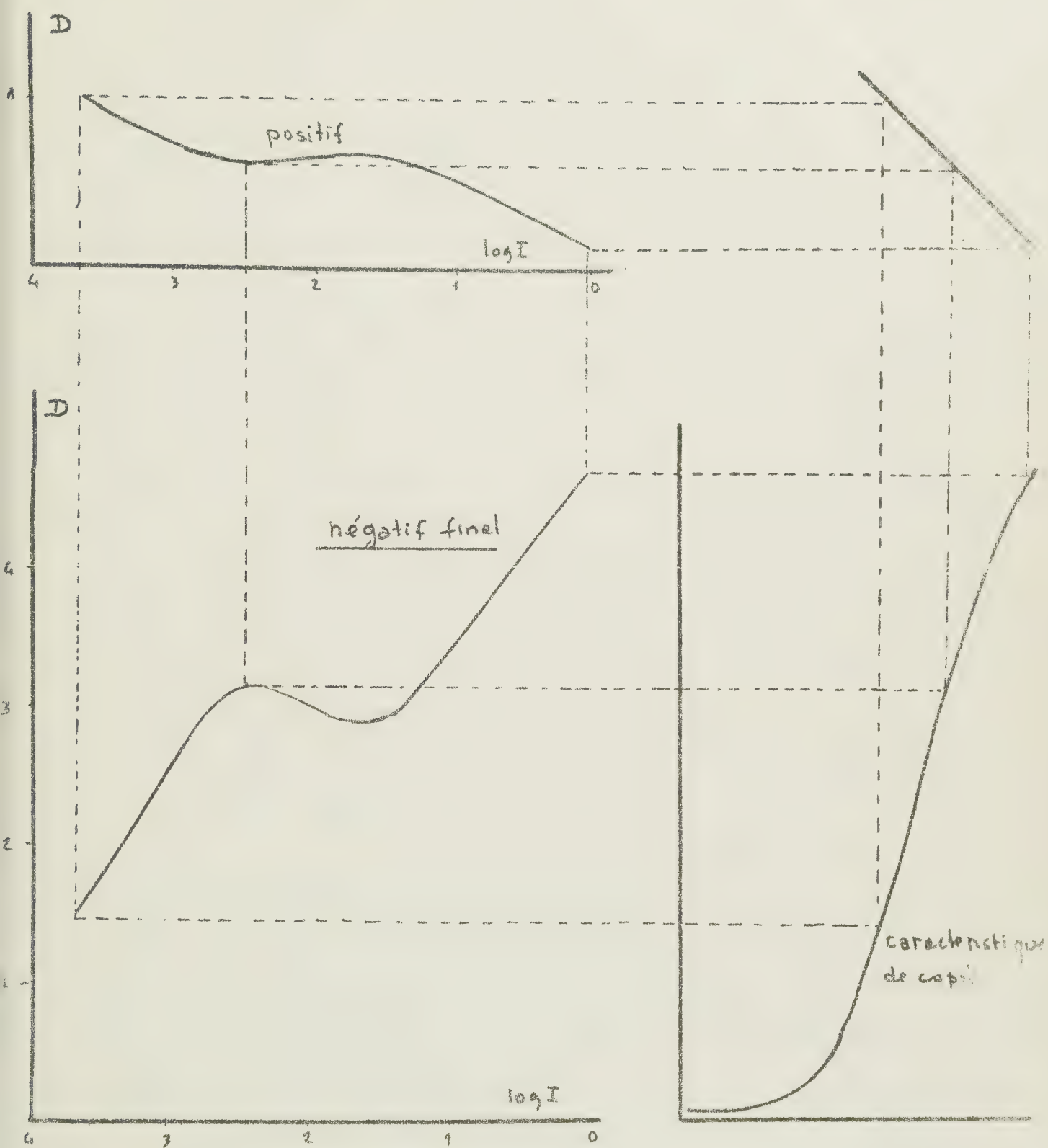


Fig. 14: Fabrication d'une caractéristique de forme quelconque (3).

II ENREGISTREMENT DES IMAGES ABERRANTES TEST

Afin de vérifier les principes décrits aux chapitres deuxième et troisième, nous allons choisir des objets-test susceptibles de montrer sans aucun doute possible l'amélioration produite par notre méthode de déconvolution.

- 1 Une mire de résolution: elle est formée d'ensembles de trois barres horizontaux et verticaux avec différents espacements. C'est un test de fréquence qui nous permettra de juger de l'amélioration en termes de fonction de transfert.
- 2 Un texte: il est formé du mot "DIFFRACTION" avec différents grossissements. C'est un test psychologique qui permet de juger de l'amélioration en termes de quantité d'information visuelle que l'on peut extraire d'une image.
- 3 Ce texte est accompagné de "points" pour juger de l'amélioration en termes de tache de diffusion; dans ce dernier but nous utiliserons aussi la tache de diffusion originale: c'est un test ponctuel.

Nous utiliserons aussi des points-test accompagnés d'un très fort bruit de fond [Voir chap. VII, § 2]

1) Transmission en amplitude et "gammas" nécessaires

Soit $g(M)$ l'image aérienne de l'objet défocalisé. Nous devons réaliser une transparence photographique dont la transmission en amplitude soit proportionnelle à $g(M)$. Cela peut être réalisé de deux manières:

- 1 En réduisant le contraste de l'image:

Par exemple par addition d'un fond très fort à l'objet. L'image s'écrit

$A_0 + g(M)$ et la transmission en amplitude d'un négatif développé avec une pente vaut;

$$\left[A_0 + g(M) \right]^{\frac{\gamma}{2}} \propto 1 - \frac{\gamma}{2A_0} g(M)$$

Ce négatif est donc théoriquement utilisable. Malheureusement le bruit de fond devient trop important pour une image de faible contraste.

- 2 En utilisant un positif de l'image: nous réalisons un premier négatif normalement en prenant bien soin de travailler dans la région linéaire avec une pente γ_n . Nous faisons une copie contact de ce négatif avec une pente γ_c . La transmission en amplitude du positif obtenu vaut dans la partie linéaire:

$$\left[g(M) \right]^{-\frac{\gamma_n \gamma_c}{2}}$$

Pour avoir une transmission égale à $g(M)$ il suffit de réaliser la condition

$$\gamma_n \gamma_c = -2$$

11-2 Enregistrement

Pour obtenir un bon positif, il faut choisir γ_n suffisamment faible pour que l'étendue de densité enregistrée puisse être copiée dans la partie linéaire de la caractéristique de l'émulsion de copie. Le premier négatif a été enregistré sur une plaque "Agfa-Gevaert 10E70 AH" et le positif sur une plaque "Kodak Spectroscopique 649F" dont le support présente une excellente planéité. La même opération est réalisée pour enregistrer dans les mêmes conditions la fonction de diffusion $h(M)$ de l'instrument défocalisé.

La figure 15 montre le schéma du montage photographique utilisé et la figure

16 donne le processus photographique négatif-positif d'enregistrement des fonctions $g(M)$ et $h(M)$.

La défocalisation est choisie de sorte que la tache de diffusion soit égale à 1 mm. Les paramètres géométriques du montage sont donnés sur la figure 15. Les objets utilisés sont clairs sur fond sombre.

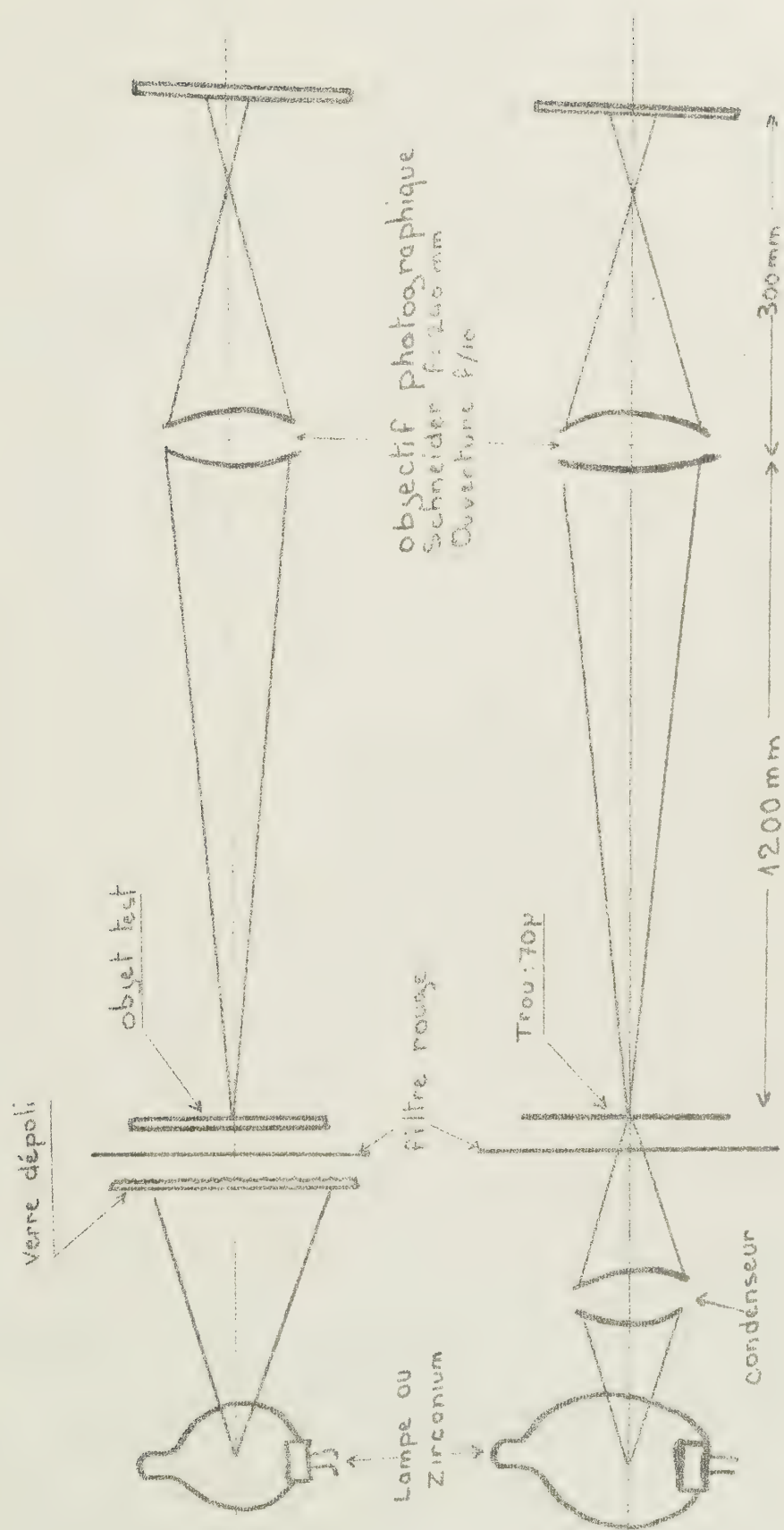


Fig. 15: Enregistrement des images aberrantes.

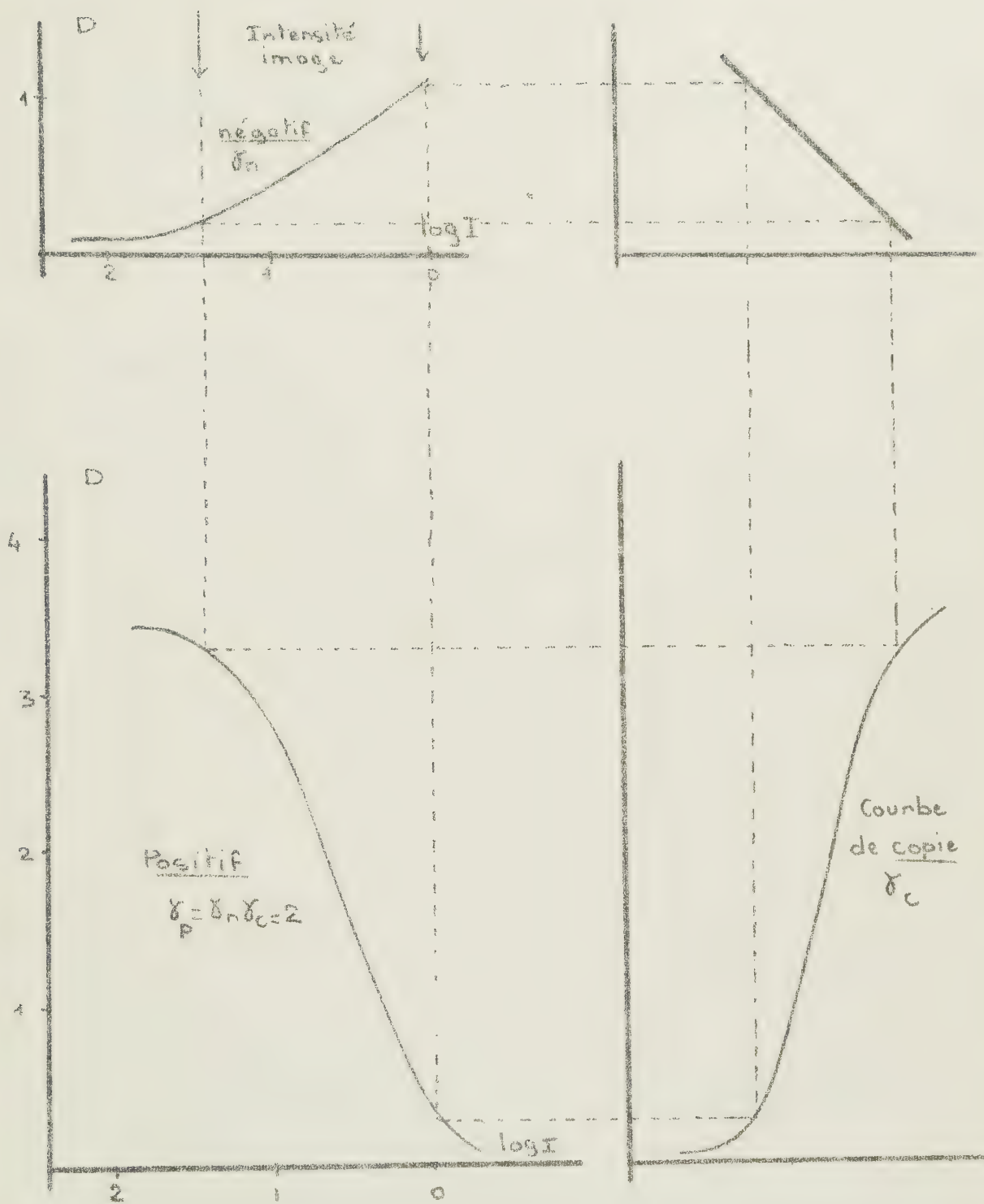


Fig. 16: Processus photographique d'enregistrement des images aberrante.

III FABRICATION DU FILTRE DE DIVISION

Le filtre $D(U) = K(U) H(U)^{-1}$ est fabriqué à partir de la fonction de diffusion $h(M)$ enregistrée sur une plaque photographique.

Pour simplicité d'écriture nous laisserons de côté le facteur $K(U)$ pour le moment, sachant bien que $1/H(U)$ n'est pas toujours défini.

III-1 Composante photographique d'amplitude

Il s'agit d'enregistrer un négatif de la transformée $H(U)$ de la fonction de diffusion avec une dynamique linéaire d'au moins 3 en densité avec une pente $\gamma = 1$. $H(U)$ est pratiquement une fonction de Bessel $2J_1(2\pi a|U|)/2\pi a|U|$. Les maxima des anneaux brillants sont distribués comme suit:

	centre	1er anneau	2ème anneau	3ème anneau
$Z = 2\pi a U $	0	5.14	8.46	11.62
$H(U)$	1	0.0175	0.0042	0.0016

L'intensité décroît donc très vite avec la fréquence.

1 Nous pouvons appliquer ici la méthode de linéarisation par "masking" décrite dans le paragraphe précédent (fig. 8 et 9):

- Le premier négatif est exposé pendant 15" sur du film Agfa-Gevaert 14C75AH et développé dans du D 76 pendant 40".

- Un masque négatif est exposé pendant 1/4 " directement sur le montage

sur une plaque 14C75 et développé pendant 30" dans du D 76.

- Ces deux éléments sont accolés et copiés par contact sur une plaque Kodak 649 F développée pendant 2 minutes dans du D 76: on obtient un positif à bas contraste et à grande linéarité.

- Ce positif est copié sur plaque Kodak 649 F avec un fort gamma de sorte que le gamma final soit égal à 1: la plaque finale est développée dans du révélateur D 19 pendant 2'. Toutes ces opérations sont résumées sur les figures 17 et 18.

Pour le cas $\gamma = 1$ nous avons mis au point récemment une technique beaucoup plus simple de fabrication de la partie amplitude par accollement de deux plaques:

- 1 Nous exposons fortement une plaque Kodak 649 F sur le montage de manière à couvrir une étendue d'enregistrement (non entièrement linéaire) de 3 ou 4 selon les besoins. Nous développons avec $\gamma = 1$ (D 76 pendant 2').
- 2 Nous remplaçons cette plaque, une fois séchée, sur le montage dans sa position originale: l'effet est de réduire fortement l'étendue de densités transmises; pratiquement l'éclairement apparaît uniforme partout sauf au centre. Nous exposons, au travers, une plaque Agfa 10E70 (ultra-plate) et développons encore avec $\gamma = 1$ (D 76, pendant 45") pour atténuer le résidu de non uniformité d'intensité.
- 3 L'accellement de ces deux plaques, émulsion contre émulsion, avec une goutte d'huile d'immersion entre les deux, fournit la composante $1/1H(U)$ sur une étendue de 3 ou 4.

Le processus global est résumé sur la figure 19, vu le mode d'enregistrement

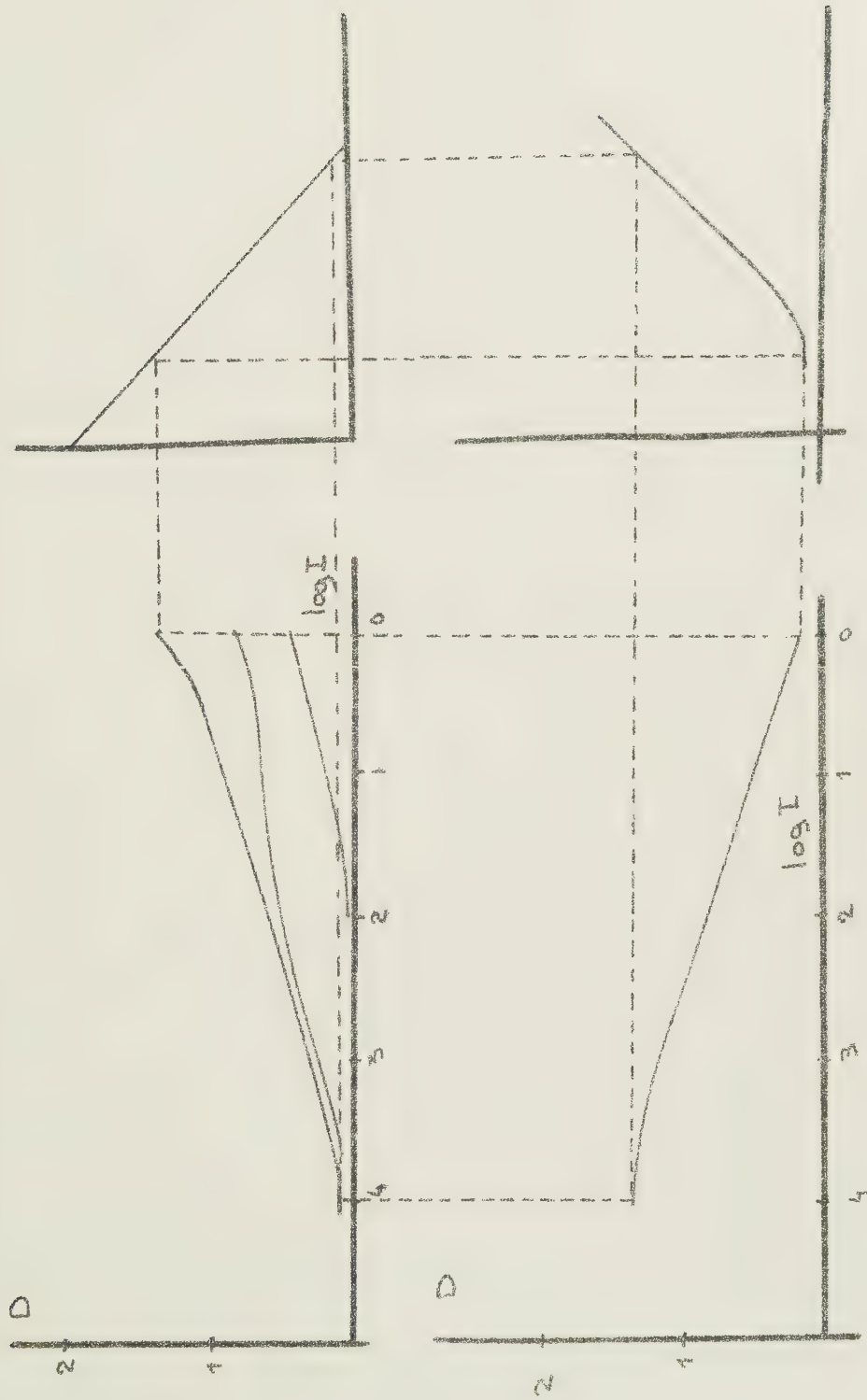


Fig. 17: Filtre d'amplitude. Première partie.

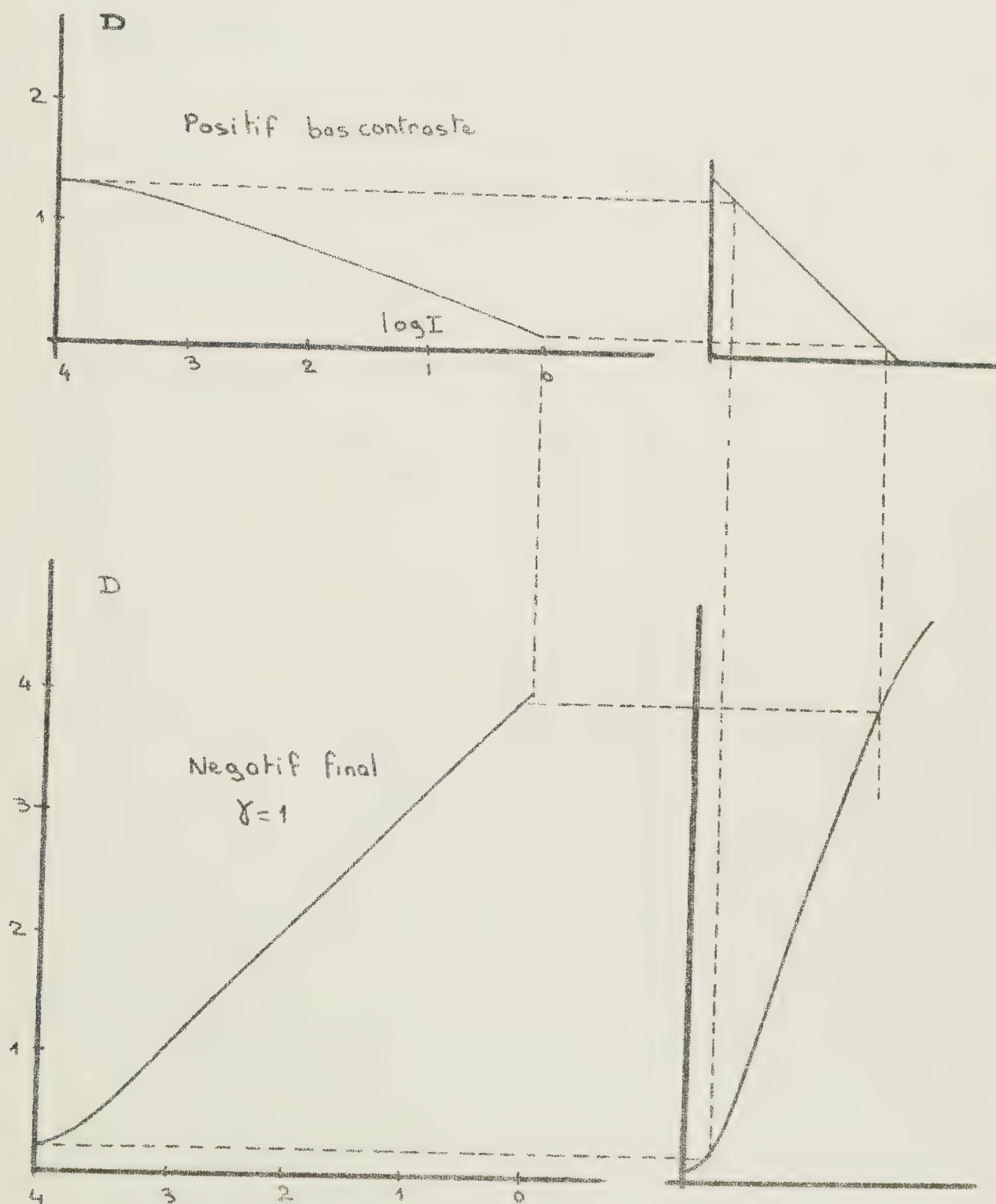


Fig. 18: Filtre d'amplitude.
Deuxième partie.

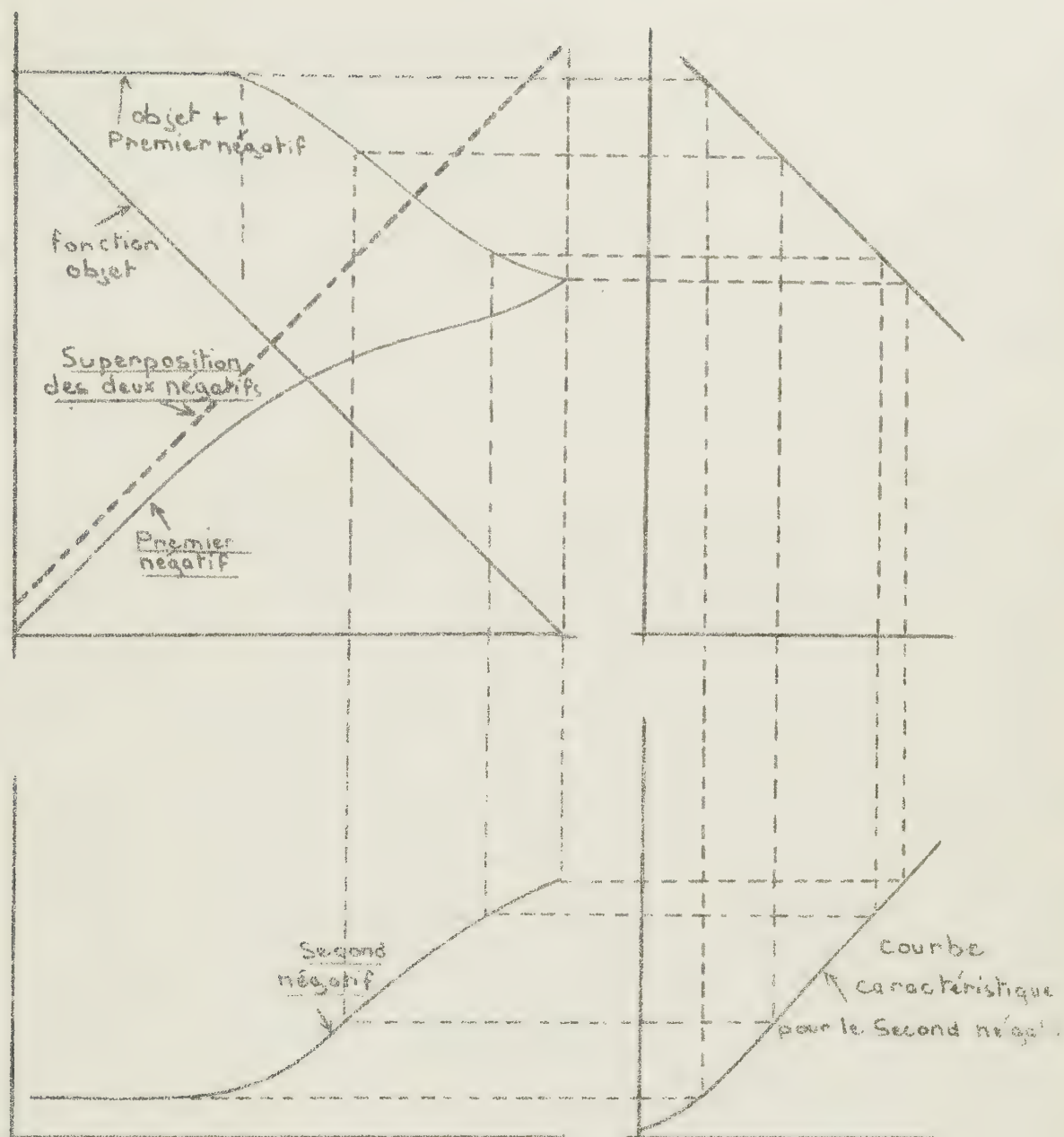


Fig. 19: Composante d'amplitude
Nouvelle méthode de fabrication par accolement de deux négatifs

du second négatif, ce dernier compense exactement la non-linéarité du premier négatif. Cette nouvelle méthode nous permet de réaliser avec rapidité et précision la composante d'amplitude. De plus la simplicité du processus réduit fortement le "bruit" du filtre qui résulte de la multiplicité des opérations de copies dans la méthode précédente. Le deuxième négatif doit être enregistré sur une plaque d'épaisseur très fine pour réduire l'espace entre la composante d'amplitude et la composante de phase du filtre complet [plaques Agfa 10E70, ultra-plates]

III-2 Fabrication de la composante holographique de phase

Nous utilisons le montage de triple diffraction décrit au chapitre troisième et illustré dans la figure 20. L'hologramme est enregistré après passage de $H(U)$ à travers la composante d'amplitude $|H(U)|^{-1}$. Le grandissement doit être rigoureusement égal à 1 entre les deux plans.

Nous avons utilisé pour l'enregistrement des plaques Kodak Spectroscopique 649 F, développées pendant 5 minutes dans du révélateur D 19.

Par atténuation dans le premier plan de Fourier par une fonction d'amplitude transparente dans sa partie centrale puis devenant absorbante à sa périphérie, nous pouvons donner à la fonction de transfert restaurée la forme voulue pour un filtrage optimal.

Un tracé au microdensitomètre de la composante holographique de phase à très haute résolution est montré à la figure 20' accompagné d'une micrographie des franges.

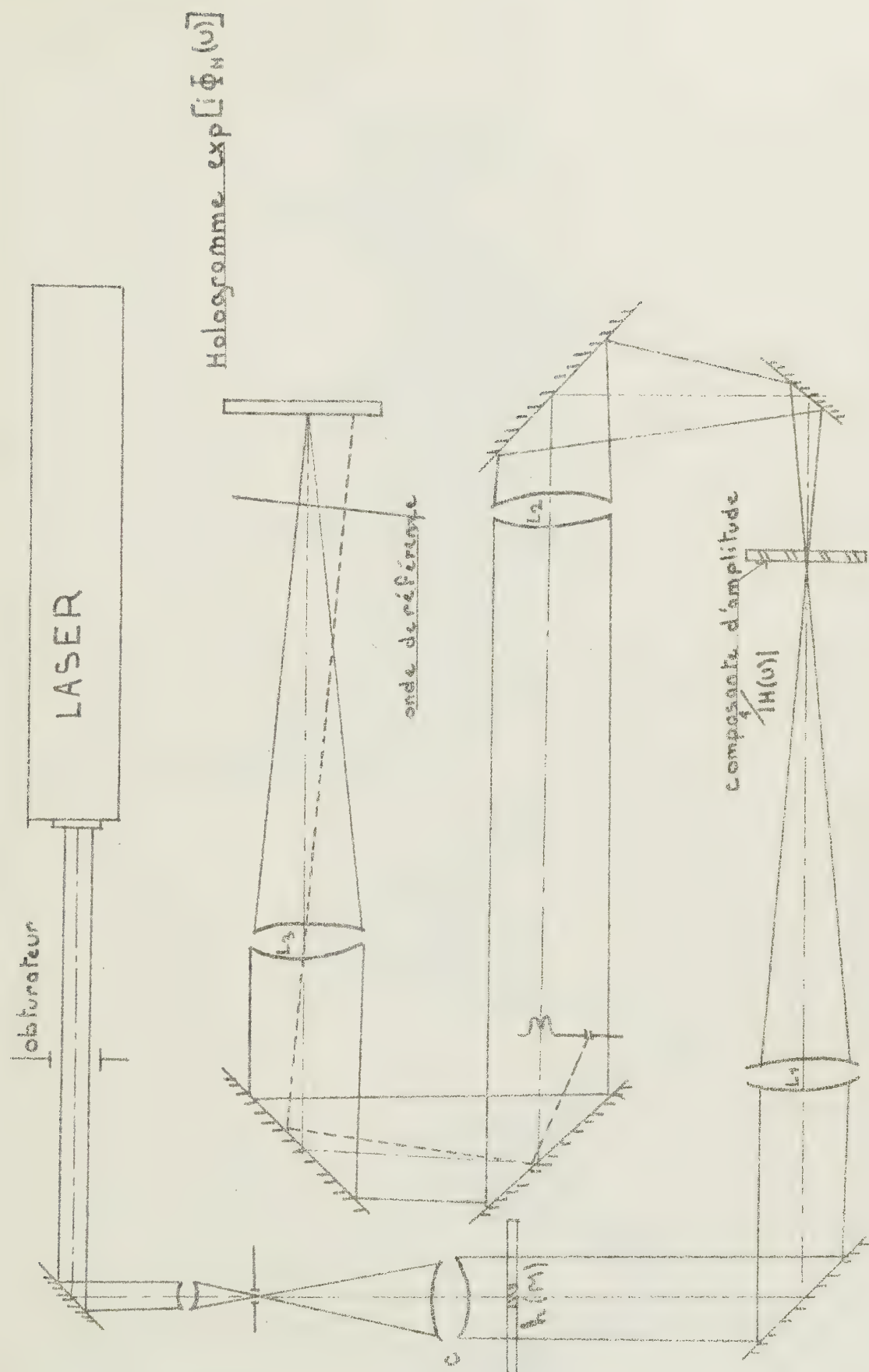


Fig. 2.0: Fabrication de la composante holographique de phase.

Photomicrographie de l'hologramme
X 150

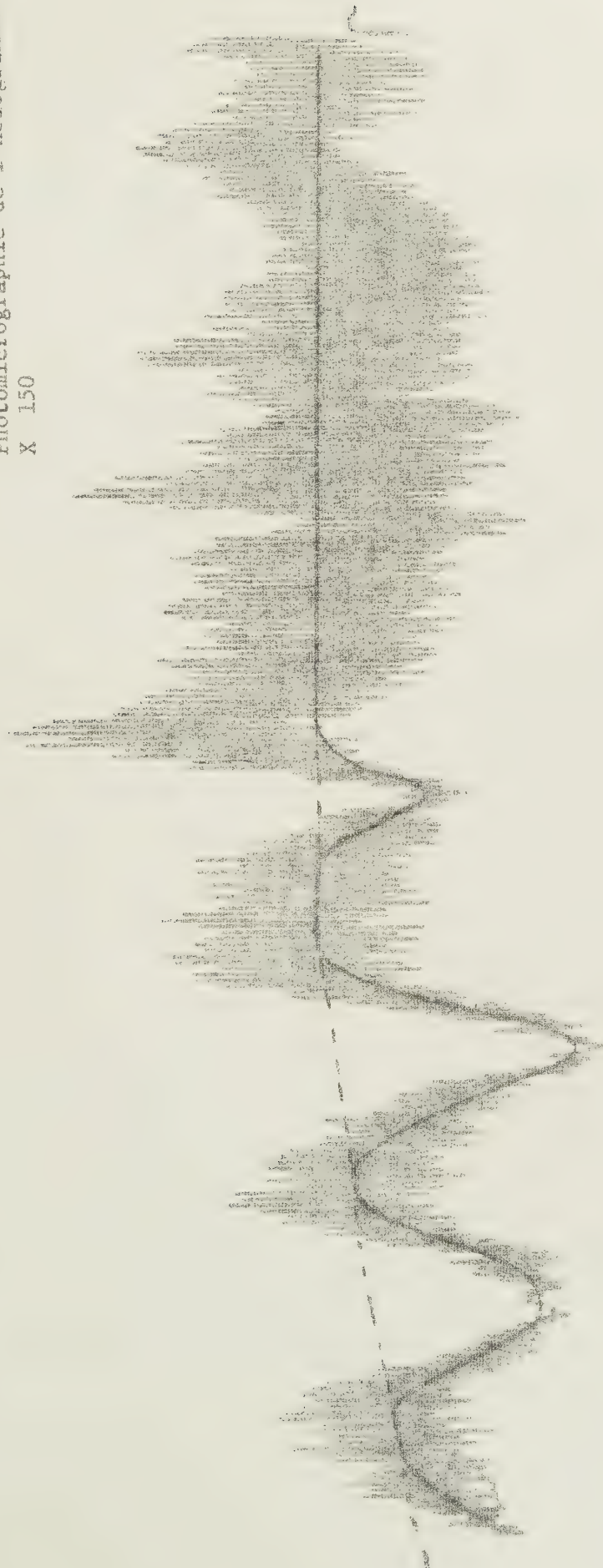


Fig. 20': Composante holographique de phase
exp $-i\phi_H(U)$
de notre nouveau filtre haute-résolution.
(Tracé au microdensitomètre: X 50)
A comparer avec Fig. 2'.

IV CALCULS D'ERREURS SUR L'IMAGE RECONSTRuite

Nous allons étudier l'influence sur l'image reconstruite des erreurs de linéarité et de gamma dans l'enregistrement des négatifs aberrants et du filtre, ainsi que les influences du bruit cohérent.

IV-1 Erreurs de linéarité dans l'enregistrement de $g(M)$

Supposons le filtre enregistré parfaitement.

La transmission de la plaque photographique contenant l'image aberrante peut s'écrire:

$$g'(M) = g(M) \cdot g(M)^{\frac{\delta\Gamma}{2}}$$

où $\delta\Gamma$ représente l'écart à la pente désirée $\gamma_{\text{dés}} = -2$; c'est une quantité petite et peut être variable avec M pour tenir compte des non-linéarités. $g(M)^{\frac{\delta\Gamma}{2}}$ représente l'image aberrante mais avec un très faible contraste; nous pouvons l'écrire:

$$g(M)^{\frac{\delta\Gamma}{2}} = 1 + \mathcal{E}_1(M)$$

où $\mathcal{E}_1(M)$ représente la partie variable de $g(M)^{\frac{\delta\Gamma}{2}}$ et a même géométrie que $g(M)$.

L'image restaurée s'écrit:

$$f'_r(M') = g(M') \cdot g(M')^{\frac{\delta\Gamma}{2}} * T \cdot \mathcal{F}[D(U)] = g(M')g(M')^{\frac{\delta\Gamma}{2}} * s(M')$$

où $s(M')$ est la transformée de Fourier du filtre $D(U)$.

$$\begin{aligned} \text{Soit: } f'_r(M') &= \iint g(M) [1 + \mathcal{E}_1(M)] \cdot s(M' - M) dM \\ &= f_r(M') + \iint g(M) \mathcal{E}_1(M) s(M' - M) dM \end{aligned}$$

$$\text{finalement: } f'_r(M') = f_r(M') + g(M) \mathcal{E}_1(M) * s(M')$$

Il se superpose donc à l'image restaurée idéale $f_r(M')$ un terme d'erreur:

$$e(M') = \iint g(M) \mathcal{E}_1(M) s(M' - M) dM$$

$g(M) \mathcal{E}(M)$ est de même étendue que $g(M)$ mais avec un plus faible contraste;
 $s(M)$ est de taille voisine de $h(M)$; $e(M')$ ressemble donc à l'image aberrante élargie
 par la convolution avec $s(M)$ mais d'intensité très faible;

Par exemple

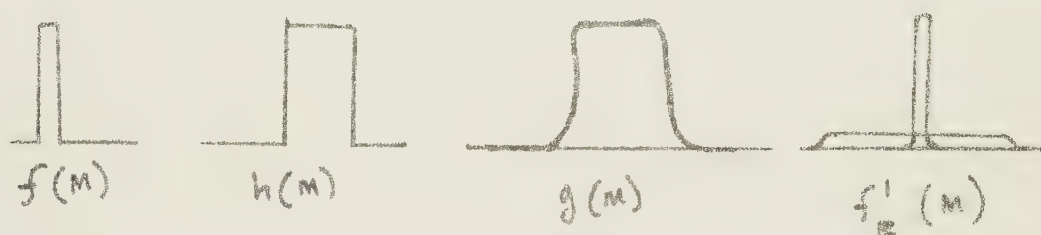


Fig.20: Influence de non-linéarité de l'image aberrante.

IV-2 Erreur de linéarité dans le filtre

Supposons l'image aberrante enregistrée correctement.

En présence de petites non-linéarités ou d'erreur de gamma, la transmission du filtre s'écrit:

$$D'(U) = D(U) + D(U) \delta \Gamma$$

avec $D(U) \delta \Gamma = 1 + \mathcal{E}_2(U)$ où $\mathcal{E}_2(U)$ représente la fluctuation de $D(U) \delta \Gamma$

L'image restaurée s'écrit alors:

$$f'_R(M') = g(M') * T \cdot F[D(U) + D(U) \mathcal{E}_2(U)]$$

$$\text{Soit: } f'_R(M') = f_R + g(M') * T[D(U)] + T[\mathcal{E}_2(U)]$$

$$\text{Finalement: } f'_R = f_R + f_R * T[\mathcal{E}_2(U)]$$

L'erreur est donc égale à:

$$e(M') = f_R * T[\mathcal{E}_2(U)]$$

Par exemple une légère erreur de gamma entraîne une égalisation incorrecte de la

fonction de transfert: $\mathcal{E}(U)$ représente alors une fluctuation lente et très large. L'influence de cette erreur est d'introduire un élargissement à la base de la réponse percussionnelle corrigée.



Fig.21: Influence de non-linéarité du filtre.

IV-3 Influence du "bruit cohérent"

La méthode de filtrage des fréquences spatiales à l'aide du montage de double diffraction est un processus d'imagerie en lumière cohérente. Il est donc accompagné des phénomènes classiques d'interférences parasites qui limitent souvent la qualité des images obtenues: ces interférences sont connues sous le nom de "bruit cohérent" et sont dues aux micro-imperfections des émulsions et des lentilles; la haute cohérence des faisceaux lasers accentue ces défauts.

Il est possible [4] de réduire fortement ce bruit sans sacrifier la cohérence spatiale du faisceau, en réalisant un effet de moyenne dans le temps. Il suffit de perturber le système optique de sorte que le bruit spatial devienne dépendant du temps alors que le signal demeure stationnaire; la cohérence spatiale instantanée reste inchangée et l'on peut effectuer des filtrages à haute résolution. Le montage est indiqué à la figure 22: par rotation de la lame de verre parallèle L placée entre le point source et le collimateur, le faisceau entier se déplace, modifiant la position du bruit, alors que l'image reste stationnaire. Pour que le filtrage se conserve il faut que le filtre suive le mouvement de rotation du faisceau; pour éviter un mécanisme compliqué de synchronisation nous avons fait tourner la lame de manière discontinue et remis en place le filtre par réglage manuel. Quelques étapes suffisent à réduire fortement le bruit. Cette méthode n'est pas toujours très facile à mettre en oeuvre.

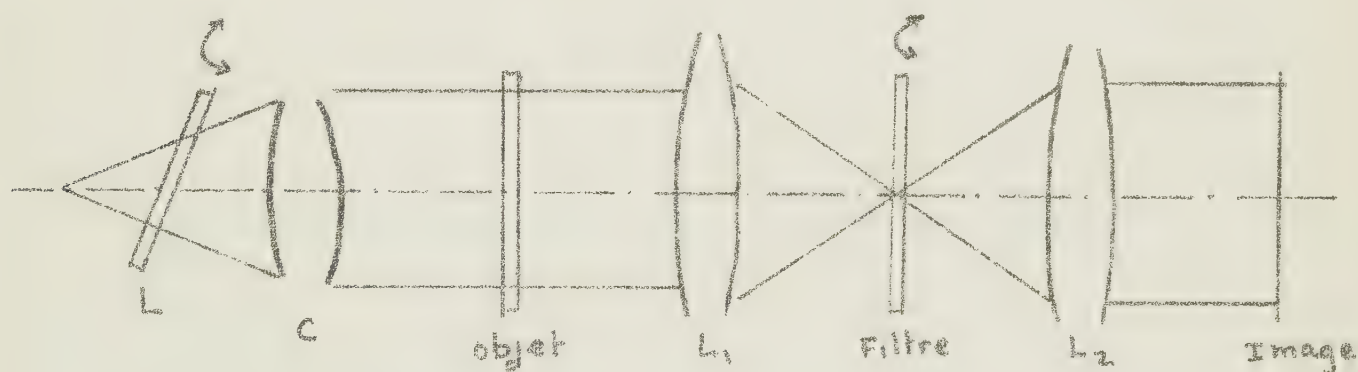


Fig. 22: Montage de suppression du bruit cohérent.

V RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons utilisé deux filtres différents afin d'illustrer les effets de résolution d'une part et ceux du bruit de fond d'autre part:

Le premier filtre (haute résolution) est linéaire sur une grande étendue de fréquences, c'est-à-dire que la fonction de transfert restaurée est plate sur une grande étendue du spectre, au-delà même de la région où le bruit devient important relativement au signal. Il est fabriqué sur un montage où les lentilles ont 1 m de focale.

Le second filtre (résolution moyenne) n'est linéaire que dans la partie centrale du spectre, puis la transmission est fortement atténuée dans la région des hautes fréquences. Il est fabriqué sur un montage où les lentilles ont 2,40 m de focale.

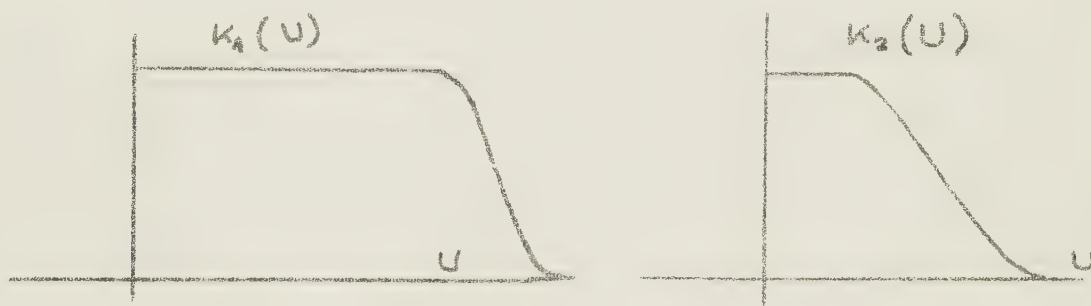


Fig. 23; Filtres haute résolution (1) et résolution moyenne (2)

V-1 Filtrage haute-résolution

Les résultats sont présentés dans les planches 1, 2 et 3.

1 Restauration et résolution

Les images restaurées sont caractérisées par une excellente résolution:

- La planche 1 montre la déconvolution de la tache de diffusion accompagnée d'un tracé au microdensitomètre. Le gain en résolution ponctuelle est de l'ordre de 10, ce qui est un gain énorme en termes d'imagerie.
- La planche 2 montre la déconvolution d'un test de fréquences pour illustrer l'amélioration en termes de fonction de transfert: les contrastes des fréquences sont égalisés et les inversions sont corrigées. La fréquence correspondant à la mire en bas, à gauche est très proche d'une coupure: elle est restaurée parfaitement, ce qui montre que les zéros sont bien cernés par le filtre.
- La planche 3 et les chiffres de la planche 2 montrent l'amélioration de résolution sur des objets étendus qui sont des assemblages complexes de taches de diffusions ou de fréquences spatiales. Noter en particulier, par exemple, l'inversion très nette dans la lettre "A" du grand mot "DIFFRACTION"

2 Restauration et information

Les caractères numériques de la planche 3 et les caractères alphabétiques de la planche 2 illustrent l'amélioration apportée par la déconvolution en termes d'information. Nous avons choisi de tels objets bien à propos car ils illustrent le mieux les propriétés que nous voulons montrer:

- Les grands caractères alphabétiques ou numériques sont encore "reconnaissables"

par l'observateur humain et montrent bien comment le "codage" s'effectue sous l'influence de l'aberration et comment l'information originale se trouve transformée; l'image aberrante est objectivement différente de l'objet original, mais l'observateur utilise sa mémoire et son intelligence pour restaurer l'information originale par une opération psychologique de décodage (déconvolution). Un enfant qui vient d'apprendre à lire les lettres et les chiffres serait probablement incapable de reconnaître ces grands caractères. Quant aux plus petits caractères, ils deviennent complètement inintelligibles pour l'observateur: il y a perte d'information subjective, car objectivement bien sûr nous avons montré que l'image aberrante contient autant d'information que l'objet original à l'intérieur de la bande passante de l'instrument.

- Dans les images restaurées, les grands caractères retrouvent une forme plus familière et les plus petits caractères deviennent maintenant parfaitement lisibles !

Il est difficile de chiffrer le "gain d'information subjective" car il faudrait mettre en jeu des facteurs psychologiques variables avec l'observateur humain. Ce gain cependant prend une valeur infinie dans le cas des petits caractères ou des petites barres du test de fréquence, et une valeur peut-être nulle dans le cas des grands caractères, pour un observateur d' "intelligence normale".

3 Restauration et bruit de fond

- Les images des planches 2 et 3 sont accompagnées d'un bruit de fond relativement important du genre "bruit de granularité". On peut noter aussi des effets de résidus de non-linéarité et quelques anneaux de diffraction dus à des micro-trous dans l'émulsion objet ou à des petites bulles ou poussières dans le collimateur.

- L'effet de granularité est classique dans le traitement optique à très haute résolution où l'on laisse passer trop de hautes fréquences dans les régions du spectre où le bruit de fond photographique devient important.

Ce bruit peut être éliminé de plusieurs manières;

a) Par filtrage à résolution moyenne

Il consiste à diminuer la partie linéaire du filtre pour atténuer les hautes fréquences quand le bruit devient important. Ce filtrage conduit à une résolution un peu plus faible. Des exemples sont montrés dans les planches suivantes 4 et 5 qui seront discutés au paragraphe suivant. Le bruit est supprimé au détriment d'une légère perte de résolution.

b) Par superposition de plusieurs images

Cette méthode tient compte du caractère aléatoire du bruit de granularité; par superposition de plusieurs images déconvoluées avec des réglages différents les fluctuations dues au bruit sont très fortement diminuées.

Il est possible aussi d'effectuer cette opération directement sur le montage et de superposer les différentes images sur le même négatif final.

Cette méthode a l'avantage de conserver la haute résolution caractéristique d'un filtrage à grande étendue linéaire.

V-2 Filtrage à résolution moyenne

Les résultats sont présentés dans les planches 4 et 5 pour les mêmes objets-test que précédemment.

L'amélioration est encore excellente et les images obtenues sont libres de tout bruit de granularité. Le gain en information subjective est aussi important que dans le cas "haute-résolution". Cependant la résolution est légèrement moins bonne: les bords de plages ne sont plus aussi nets car nous avons fortement atténué les hautes fréquences pour éliminer le bruit de fond.

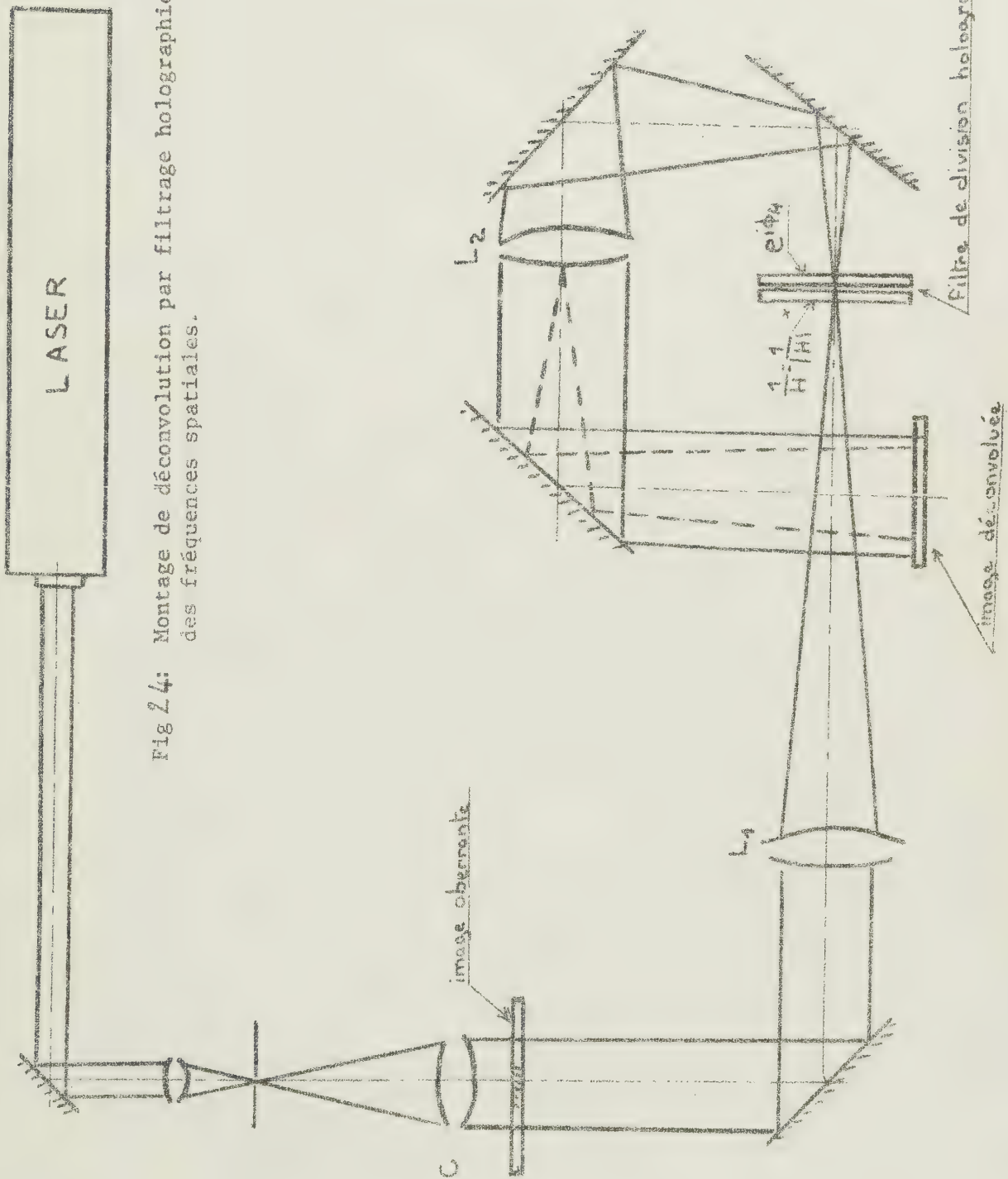
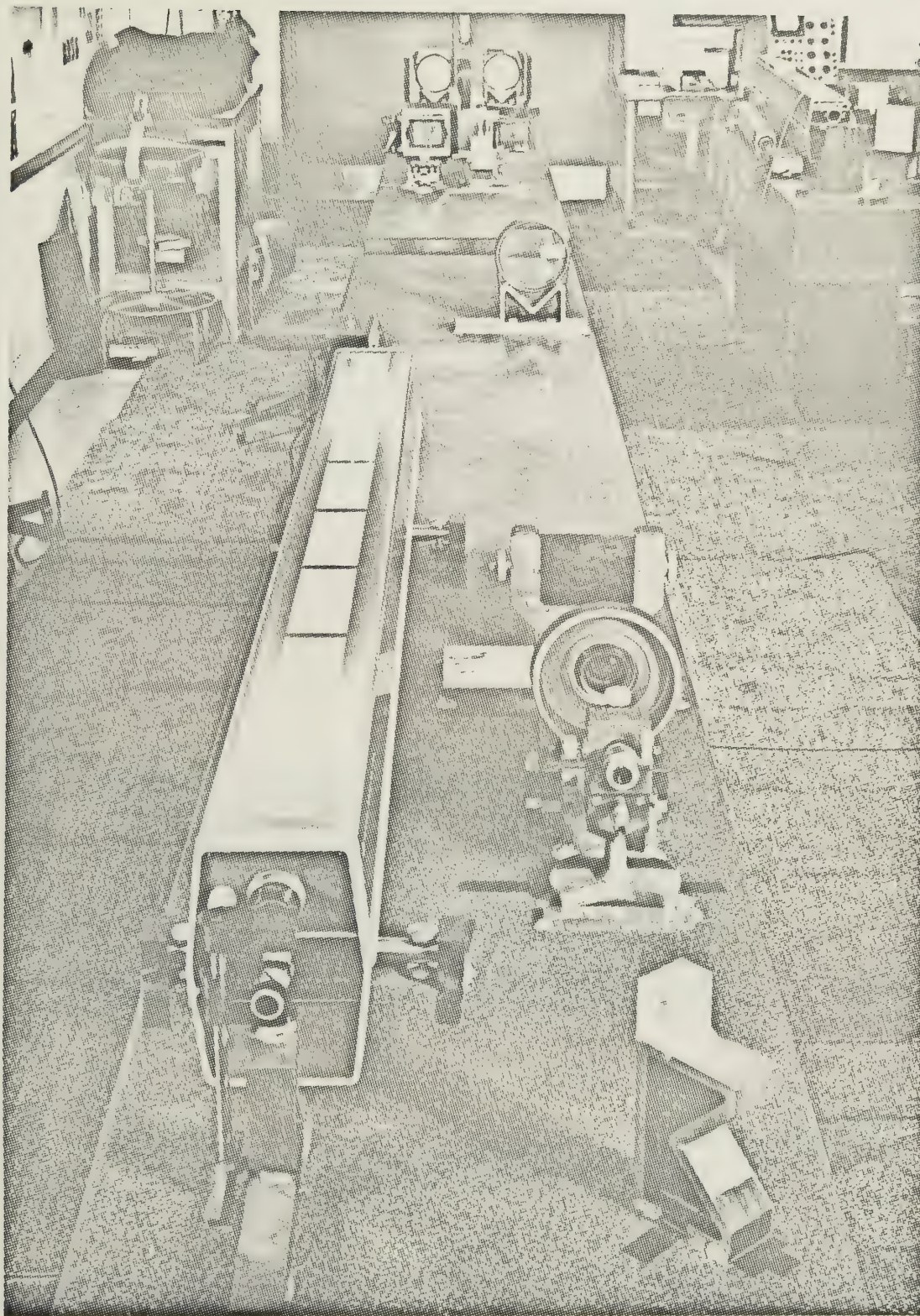


Fig 24: Montage de déconvolution par filtrage holographique des fréquences spatiales.



PHOTOGRAPHIE DU MONTAGE 1



PHOTOGRAPHIE DU MONTAGE 2



A
COMPOSANTE D'AMPLITUDE



B: COMPOSANTE HOLOGRAPHIQUE DE PHASE
(photomicrographie)

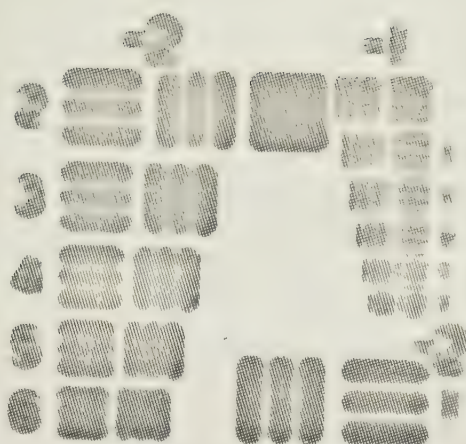
PLANCHE 0: Filtre holographique de division à haute résolution.

B: FONCTION DE DIFFUSION RESTAUREE

A: FONCTION DE DIFFUSION ORIGINALE.

PLANCHE 1: DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE.
HAUTE RESOLUTION.

A
IMAGE ABERRANTE.



B
IMAGE RESTAUREE.

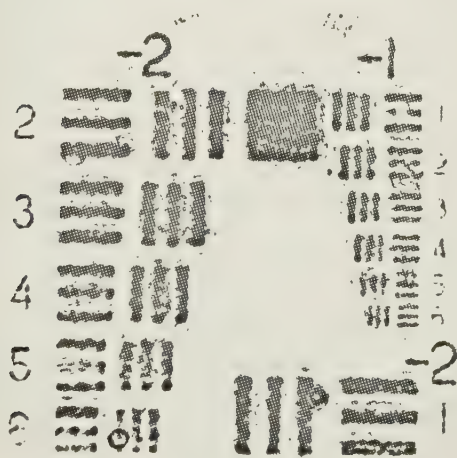


PLANCHE 2: DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE.
HAUTE RESOLUTION.

A
IMAGE ABERRANTE.

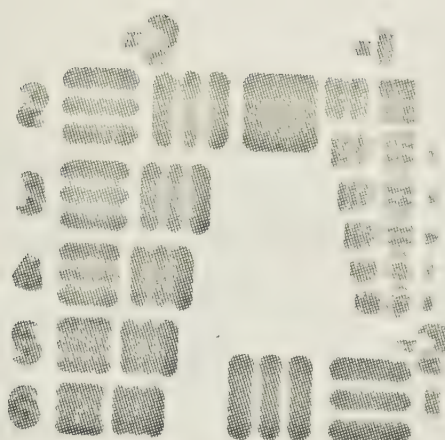
DIFFRACTION
DIFFRACTION
DIFFRACTION
...

B
IMAGE RESTAUREE.

DIFFRACTION
DIFFRACTION
diffraction
...

PLANCHE 3: DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE.
HAUTE RESOLUTION.

A
IMAGE ABERRANTE.



B
IMAGE RESTAUREE.

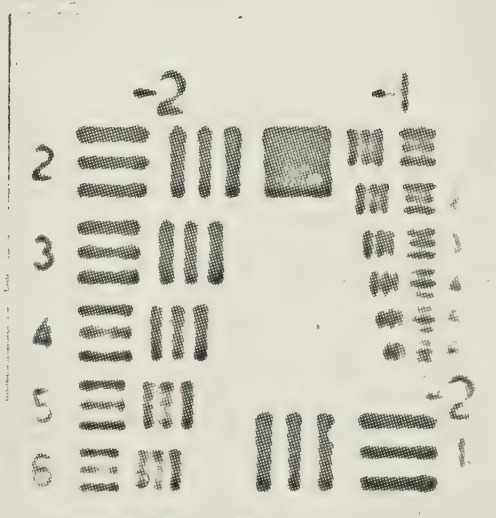
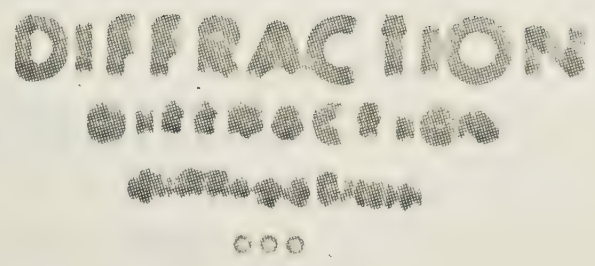


PLANCHE 4: DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE.
RESOLUTION MOYENNE.

A
IMAGE ABERRANTE.



B
IMAGE RESTAUREE.

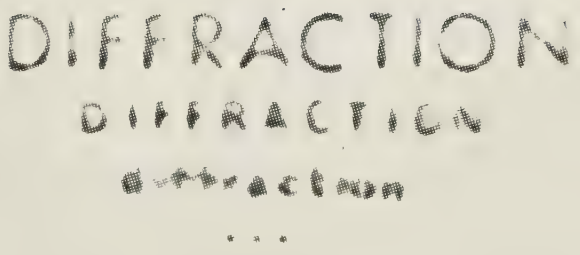


PLANCHE 5: DECONVOLUTION PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE.
RESOLUTION MOYENNE.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- 1 C.E.K. MEES and T.H. JAMES (Eds)
"The theory of the photographic process"
3rd. Ed. Macmillan, New-York, 1966.
- 2 G.W. STROKE, F. FÜRER, D.R. LAMBERTY
"Deblurring of motion-blurred photographs using extended-range holographic Fourier-Transform division"
Opt. Comm. 1, p. 141-145, 1969.
- 3 G.W. STROKE and M. HALIOUA
En préparation pour Appl. Opt.
- 4 C.E THOMAS
"Coherent optical noise suppression"
Appl. Opt. 3, p. 517-522, 1968.

CHAPITRE CINQUIEME

DECONVOLUTION SANS BRUIT DES IMAGES ABERRANTES
PAR BALAYAGE HOLOGRAPHIQUE DANS LE DOMAINE SPATIAL
AVEC RECONSTRUCTION INCOHERENTE.

I DECONVOLUTION DANS LE DOMAINE SPATIAL EN LUMIERE INCOHERENTE

Plusieurs auteurs [1-2-3-] ont développé des méthodes de traitement des images en réalisant l'opération de déconvolution directement dans le domaine spatial, en lumière incohérente. Ces méthodes ont été mises au point essentiellement dans le but de surmonter les effets souvent nuisibles du "bruit cohérent" (interférences parasites) caractéristique de l'imagerie en lumière cohérente dans le montage classique de double diffraction pour le filtrage des fréquences spatiales. Ces méthodes consistent à balayer l'image aberrante à l'aide d'une fonction convenable (pouvant être en partie négative), à intégrer par voie photo-électrique l'énergie lumineuse transmise et à réimager à l'aide d'une source ponctuelle modulée par le courant résultant de l'intégration. En effet, balayer la fonction $g(\vec{M})$ par une fonction $s_0(\vec{M})$ revient à effectuer une nouvelle convolution sur cette fonction; l'on obtient après intégration:

$$g(\vec{M}) * s_0(\vec{M}) = f(\vec{M}) * s_0(\vec{M}) * h(\vec{M}) \quad (1)$$

Si $s_0(\vec{M})$ est choisie de sorte que:

$$h(\vec{M}) * s_0(\vec{M}) = \delta(\vec{M}) \quad (2)$$

alors l'image reconstruite est égale à: $f(M)$. La fonction de balayage est calculée à partir de l'équation (2).

Dans son expérience, par exemple, W. Swindell [2] utilise deux faisceaux de lumière polarisés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre et deux masques complémentaires pour obtenir les parties positives et négatives de la fonction de balayage; deux photomultiplicateurs associés à deux polarisateurs croisés et un amplificateur différentiel effectuent l'intégration (1) désirée.

Ces méthodes n'ont pu être appliquées qu'à des cas où l'on peut calculer facilement la fonction de balayage et quand celle-ci présente une géométrie simple que l'on peut réaliser sous forme de masques. Le cas des fonctions plus compliquées présente des difficultés pratiquement insurmontables.

La méthode que nous avons développée [4-5] permet de traiter le cas des fonctions quelconques à tons continus. Elle combine la souplesse et la puissance de l'optique cohérente et l'excellente qualité des images obtenue en éclairage incohérent. Cette méthode, généralisée, nous permet d'envisager une nouvelle forme de filtrage optique avec imagerie finale incohérente et sans bruit.

II LA METHODE HOLOGRAPHIQUE DE DECONVOLUTION SPATIALE

II-1 Formulation mathématique:

La fonction de balayage $s_0(\vec{M})$ est obtenue par résolution de l'équation intégrale (2):

$$h(\vec{M}) * s_0(\vec{M}) = \delta(\vec{M})$$

Dans l'espace de Fourier cette équation devient:

$$H(U) \cdot S_0(U) = 1$$

La fonction de balayage est donc telle que son spectre soit égal à l'inverse de celui de la fonction de diffusion, sous réserve que les fonctions et les intégrales écrites existent, la solution de l'équation (2) s'écrit:

$$s_0(M) = T \cdot F^{-1} \left[\frac{1}{H(U)} \right] = T \cdot F^{-1} \left[\frac{1}{T \cdot F[h(M)]} \right] \quad (3)$$

Montrons que $s(M)$ est toujours une fonction réelle:

$h(M)$ est réelle et positive puisque c'est une intensité, sa transformée de Fourier $H(U)$ est donc hermitienne: $H(U) = H^*(-U)$. Cela entraîne que

$\frac{1}{H(U)} = \frac{1}{H^*(-U)}$ est aussi hermitienne quand cette fonction existe, et par conséquent

sa transformée inverse $s_0(M)$ est toujours réelle; cependant elle est en général en partie négative ce qui rend sa réalisation difficile par des méthodes classiques utilisant des masques.

II-2 Formulation plus réaliste de la fonction de balayage

En pratique pour tenir compte du problème de l'existence des fonctions mises en jeu et de celui du bruit de fond, l'équation (2) doit s'écrire sous la forme approchée:

$$h(M) \star s(M) = k(M) \quad (2')$$

soit dans l'espace de Fourier:

$$H(U) \cdot S(U) = K(U)$$

alors
$$S(U) = \frac{K(U)}{H(U)} = S_0(U)K(U)$$

et
$$s(M) = \text{T.F.}^{-1} \left[\frac{K(U)}{H(U)} \right] = \text{T.F.}^{-1} \left[\frac{\text{TF}[k(M)]}{\text{TF}[h(M)]} \right] \quad (3')$$

L'image restaurée est alors égale à:

$$f_r(M) = f(M) \star k(M) \quad (4)$$

soit $f_r(M) \approx f(M)$ dans les conditions suivantes:

$k(M)$ est choisie aussi proche que possible d'une fonction "delta", telle que $\frac{K(U)}{H(U)}$

et $\text{TF}^{-1} \left[\frac{K(U)}{H(U)} \right]$ aient un sens et de façon à tenir compte du bruit photographique [voir

chap. II]. De plus, $s(M)$ doit avoir une taille raisonnablement plus petite que la photographie entière à traiter. L'équation (3') peut être interprétée de la manière suivante:

nous avons
$$S(U) = S_0(U)K(U)$$

soit en prenant la transformée inverse:

$$s(M) = s_0(M) \star k(M)$$

La fonction de balayage pratique apparaît comme la convolution de la fonction

théorique $s_0(M)$ si elle existait et de la réponse percussionnelle choisie pour l'image déconvoluée pour qu'elle ait la qualité optimale.

II-3 Réalisation de $s(M)$ à partir du filtre holographique de division

La fonction $S(U)$ décrite dans le paragraphe précédent n'est autre que l'expression $D(U)$ du filtre holographique décrit dans la méthode de filtrage des fréquences spatiales. Or il est immédiat de réaliser une transformée de Fourier en lumière cohérente [Rappels, II]:

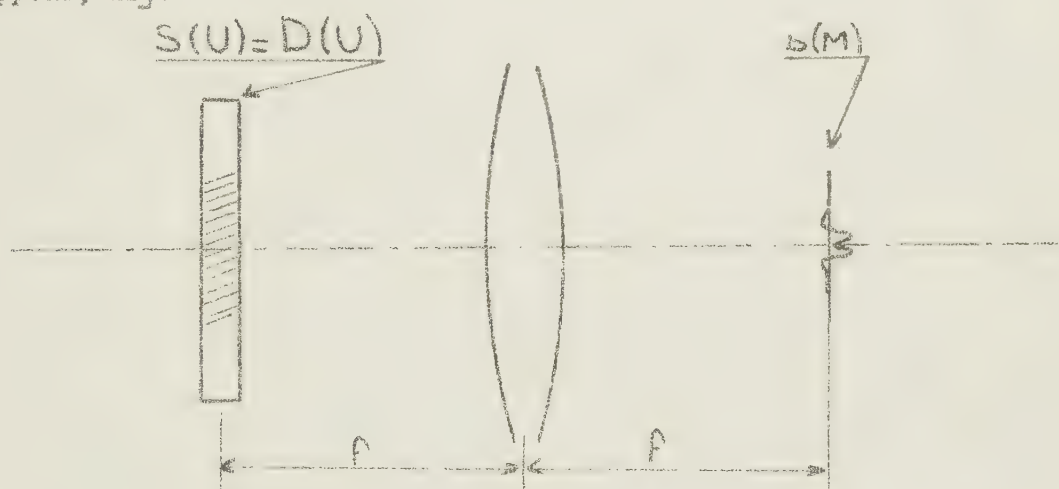


Fig. 1

On obtient ainsi très simplement, dans le plan focal de la lentille, une image aérienne dont l'amplitude est égale à la fonction de balayage $s(M)$ désirée.

Si l'on balaye l'image aberrante $g(M)$ avec cette fonction $s(M)$, l'intégrale de l'amplitude transmise représente la convolution désirée de $g(M)$ avec $s(M)$.

Il s'agit de réaliser un montage qui permette d'obtenir cette intégration en amplitude.

II-4 Réalisation de l'intégration en amplitude

L'image aberrante est développée avec une pente photographique $\gamma = -2$ de sorte que sa transmission en amplitude soit proportionnelle à l'intensité $g(M)$. Si l'on balaye cette image avec la fonction $s(M)$, pour une position M_0 de $g(M)$ par rapport à $s(M)$, l'amplitude transmise est égale à:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} g(M) s(M_0 - M) dM = f_r(M_0) \quad (5)$$

Notons que $f_r(M_0) \approx f(M_0)$ qui est toujours positive puisqu'elle représente une distribution d'intensité. Remarquons que l'intégrale (5) ci-dessus n'est autre que la valeur pour la fréquence zéro de la transformée de Fourier de $g(M)s(M - M_0)$:

$$\text{TF. } [g(M)s(M_0 - M)] = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(M)s(M_0 - M) e^{i2\pi U \cdot M} dM$$

$$\text{et } f_r[M_0] = T \cdot F. [g(M)s(M_0 - M)]_{u=0} \quad (6)$$

Donc pour effectuer l'intégration nous réalisons le montage suivant:

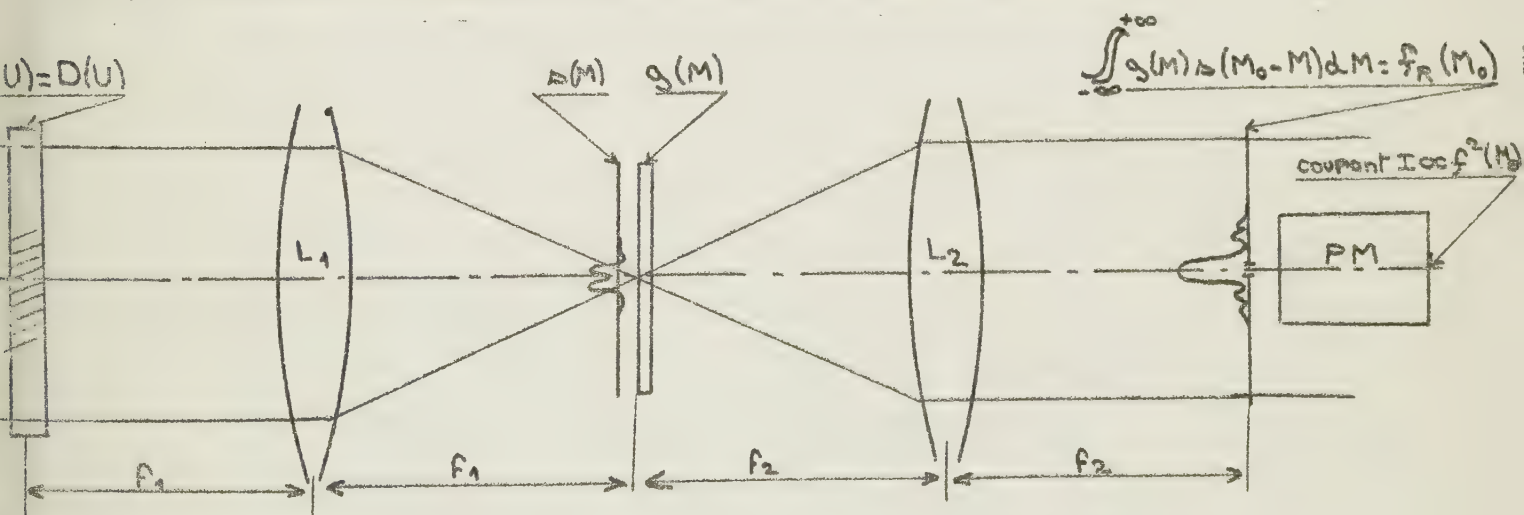


Fig. 2

Un trou suffisamment fin est placé au foyer image d'une lentille L_2 dont le

foyer objet coïncide avec le plan de $g(M)$. La lentille L_2 effectue une transformation de Fourier du produit $g(M)s(M_0 - M)$ et le trou sélectionne la valeur de cette transformée pour la fréquence zéro. Un photomultiplicateur placé à la suite du trou fournit un courant électrique proportionnel au carré de la fonction:

$$f_r^2(M_0).$$

Il suffit pour reconstruire l'image déconvoluée d'alimenter une source de lumière ponctuelle avec le courant issu du photomultiplicateur et d'en former l'image sur une plaque se déplaçant en synchronisme avec l'image à traiter.

II-5 Les avantages de la méthode

La transparence $S(U)$ nécessaire pour réaliser la fonction de balayage est la même que celle de $D(U)$ qui sert de filtre de division dans la méthode de filtrage des fréquences spatiales en éclairage cohérent. L'on peut se poser la question des avantages et des inconvénients d'une méthode par rapport à l'autre.

La méthode de filtrage des fréquences spatiales à l'aide d'un montage de double diffraction a l'avantage des méthodes optiques par rapport aux méthodes opto-électroniques: la simplicité de l'appareillage mis en jeu et la rapidité d'exécution. Malheureusement l'imagerie en lumière cohérente est toujours accompagnée de phénomènes d'interférences parasites dues aux irrégularités des supports photographiques, et des émulsions. L'usage des techniques d'immersion diminue ces effets sans jamais les supprimer complètement et elles ne sont pas toujours faciles à mettre en oeuvre. Ces effets d'interférences parasites appelés souvent "bruit cohérent" sont dus au caractère fondamental de la formation des images en lumière cohérente où les différents points de l'objet ne sont pas indépendants entre eux (relation de phase):

l'image n'est autre que le résultat de la multitude d'interférences entre les différents points de l'objet. Pour se rendre compte de l'effet que peuvent avoir sur l'image les irrégularités de phase (épaisseur, indice) des émulsions et de leurs supports, il suffit de se souvenir qu'un hologramme de phase (variations d'épaisseur ou d'indice seul) éclairé par une onde sphérique ou plane peut reconstruire une image d'amplitude de haut contraste.

La nouvelle méthode utilise les propriétés de l'éclairage cohérent pour réaliser simplement la fonction de balayage ainsi que l'intégration finale. Mais le processus de formation de l'image déconvoluée est essentiellement un processus incohérent puisque les éléments de l'image brouillée sont éclairés les uns après les autres et l'image déconvoluée reconstruite point par point. Les effets d'interférences parasites dus aux variations de phase étendues de l'émulsion photographique et son support deviennent négligeables: en effet la déconvolution devient maintenant un processus local dans l'image brouillée. Notons pour la validité de ce qui précède que la fonction de balayage $s(M)$ est du même ordre de grandeur que la fonction de diffusion $h(M)$.

Associée avec une immersion de la plaque contenant l'image brouillée pour supprimer les résidus de variations de phase inférieurs en étendue à la fonction de balayage, cette méthode fournit des images complètement dépourvues du "bruit cohérent". Cependant le montage est maintenant beaucoup plus complexe du fait de la nécessité d'un système mécanique de précision pour effectuer le balayage, d'un élément photo-électrique sensible pour la détection et d'un appareillage électronique pour l'amplification et la reconstruction de l'image déconvoluée. De plus l'électronique peut introduire un bruit propre entraînant des microfluctuations de l'intensité de la lampe servant à la reconstruction. La qualité des composants électroniques utilisés

nous permettent d'affirmer que ce bruit reste négligeable dans la plupart des cas. Enfin la finesse des balayages pourrait limiter la résolution de l'image finale mais le système mécanique utilisé permet avec une bonne fiabilité d'obtenir une période de balayage jusqu'à quelques microns.

Un autre avantage essentiel de cette méthode, c'est qu'elle permet de traiter avec facilité des images très grandes en étendue (en particulier les clichés 4×5 pouces² très courants aux U.S.A.); de plus tous les objectifs sont utilisés pratiquement au voisinage très proche de l'axe.

Dans la méthode de filtrage des fréquences nous sommes limités d'une part par la taille du collimateur (l'onde plane doit être d'excellente qualité sur toute son étendue) et surtout du fait que l'image déconvoluée n'est autre que le premier ordre reconstruit par le filtre holographique. Pour éviter le recouvrement des différents ordres, il faudrait avoir des objectifs de très grande ouverture et que l'on utiliserait sous des angles très forts.

III-1 Le montage expérimental utilisé: (Fig. 3)

Le réglage du filtre $S(U)$ se fait visuellement en transformant le montage en un montage de double diffraction classique et en observant la déconvolution de la tache de diffusion $h(M)$: dans ce but une lentille escamotable L_0 identique à L_1 est placée de sorte que son foyer image coïncide avec le plan du filtre; une transparence contenant $h(M)$ est placée dans son plan focal objet et l'image déconvoluée est observée au plan focal image de L_1 à l'aide d'un miroir escamotable M_0 . Un oscilloscope, alimenté par le courant issu du photomultiplicateur, permet d'obtenir directement sur l'écran cathodique le profil de la réponse du système complet par un simple balayage de la transparence photographique contenant la fonction de diffusion.

Si l'on enlève le filtre $S(U)$, la fonction de balayage devient alors un point lumineux ($\delta(M)$): cela nous permet d'obtenir après balayage une image identique à l'objet brouillé $g(M)$ mais accompagnée des lignes de balayage de manière à pouvoir comparer des photographies de même apparence après déconvolution. Cela permet aussi de juger l'amélioration directement sur l'oscilloscope en comparant les profils obtenus avec la fonction $\delta(M)$ et la fonction $s(M)$.

Dans les paragraphes suivants, nous allons décrire les différents composants mécaniques et électroniques du montage qui ont été en grande partie construits ou modifiés dans notre laboratoire.

III-2 Le mécanisme de balayage

Les premières expériences étaient faites avec un système mécanique très simple et semi-manuel. Nous avons acquis par la suite un système de haute précision que nous avons légèrement transformé pour le rendre entièrement automatique pour les besoins de notre problème. C'est le modèle "SLO-SYN, SP 1800" fabriqué par "Velmex, Inc."

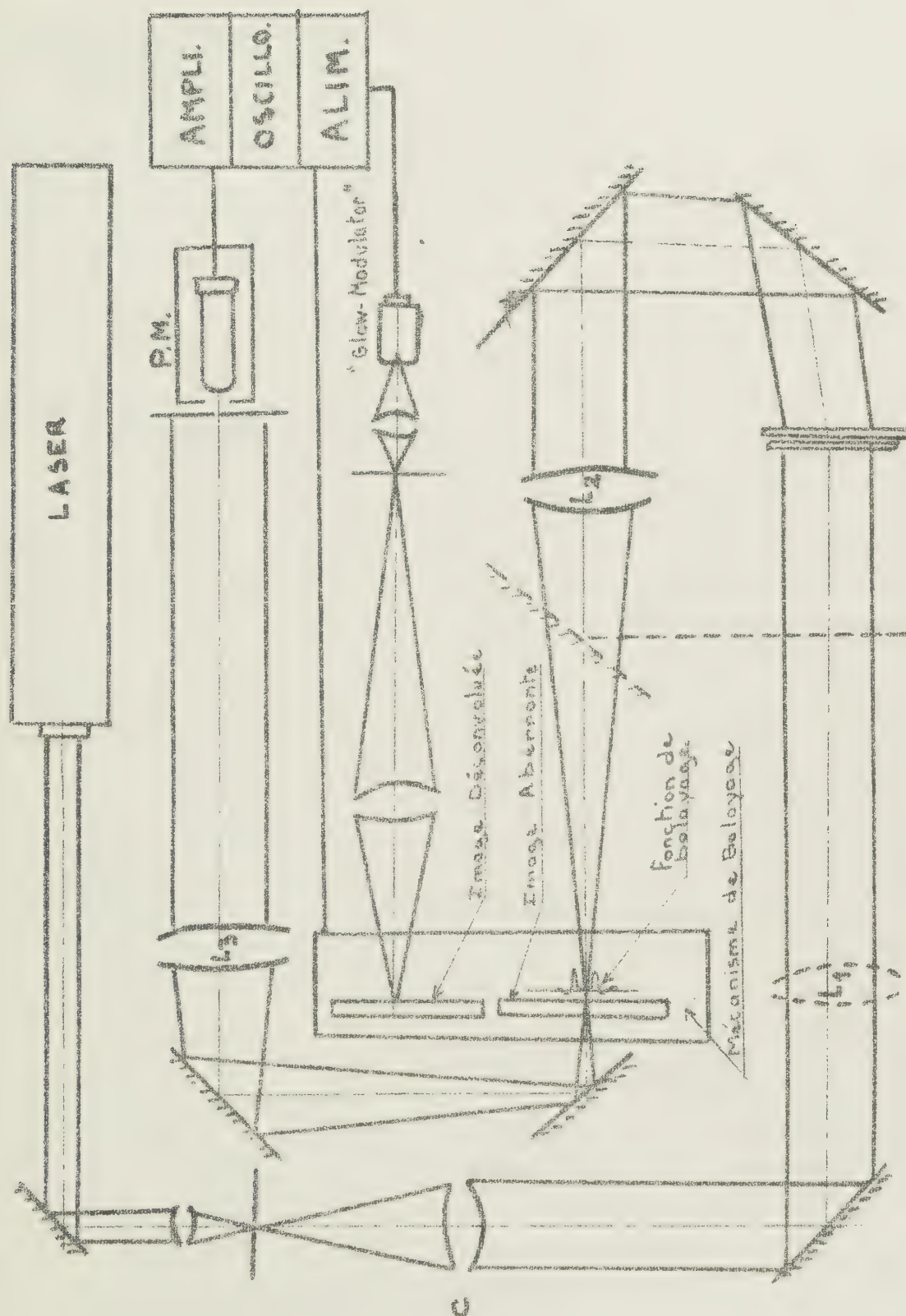


Fig.3. : Montage de déconvolution par balayage

Un moteur synchronisé effectue le déplacement horizontal; un moteur discontinu que l'on peut indexer à l'avance permet le passage d'une ligne de balayage à l'autre: le système peut être programmé pour avoir un interligne variant de quelques millimètres à quelques microns selon la précision désirée.

Le moteur horizontal et le nombre de lignes choisi déterminent le temps total de balayage.

III-3 La détection photo-électrique

Le photomultiplicateur utilisé est un tube E.M.I., modèle 9558 A. Il a une sensibilité spectrale dite S.20 (3250 à 8000 Å) avec extension dans le rouge. Ce tube est exceptionnellement linéaire sur toute l'étendue dynamique du photomètre associé; il possède une surface active de 14 mm de diamètre et un très faible courant d'obscurité et de bruit propre. Il est capable de grains extrêmement forts et est essentiellement adapté à la mesure des très faibles signaux. Un préamplificateur est incorporé avec le tube dans la monture même du photomultiplicateur. Le signal de sortie de l'ensemble tube photoélectrique et préamplificateur est négatif: il commence au niveau -2,7 volts et devient plus négatif quand on envoie de la lumière sur le tube pour atteindre la valeur limite -3,2 volts.



Fig. 4: Le photomultiplicateur.

Le photomètre (et alimentation) associés à ce tube est le modèle 2020 9 A de "Gomma Scientific, Inc.". Il est capable d'appliquer jusqu'à 1650 volts aux bornes du tube. Une échelle graduée permet de lire l'intensité lumineuse ou le voltage; une gamme étendue de sensibilité est à notre disposition.

III-4 L'amplification du signal photo-électrique

Le signal issu du photomultiplicateur est trop faible et n'est pas mis en forme pour alimenter la lampe utilisée pour la reconstruction de l'image finale. Nous avons construit au laboratoire un amplificateur (fig.5) particulier à circuits intégrés qui permet deux opérations:

- 1 La première partie permet de ramener le niveau "zéro" du photomultiplicateur à la valeur 0 volt, et d'inverser le signe du signal pour le rendre positif. Ceci est nécessaire pour l'alimentation de la lampe utilisée à la suite de cet amplificateur.
- 2 La seconde partie sert essentiellement à amplifier le signal et est dotée d'un système pour faire varier le gain total.

Les circuits R. C. servent à amortir les oscillations hautes fréquences et ainsi à diminuer le niveau du bruit dans le signal final.

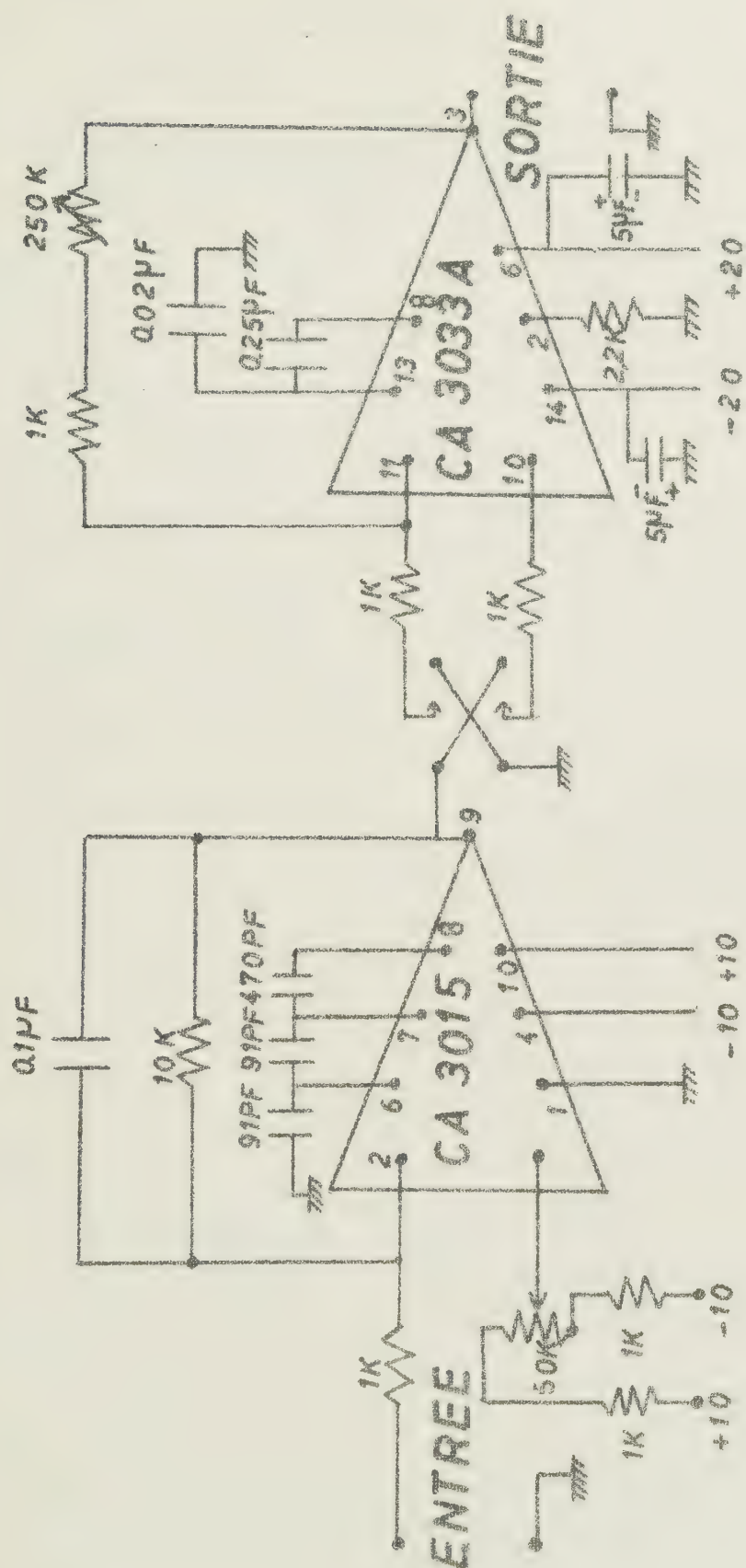


Fig. 5: Amplificateur à déplacement de niveau.

III-5 Le système de reconstruction lumineuse

Nous utilisons actuellement une lampe du type "glow modulator" fabriquée par "Sylvania", c'est une source de lumière à cathode froide que l'on peut moduler à de très hautes fréquences et l'intensité lumineuse émise est une fonction linéaire du courant d'alimentation. Le modèle utilisé (R. 1131 C) émet en lumière blanche et a un cratère lumineux de 2 mm de diamètre.

Nous avons tracé la courbe de réponse:

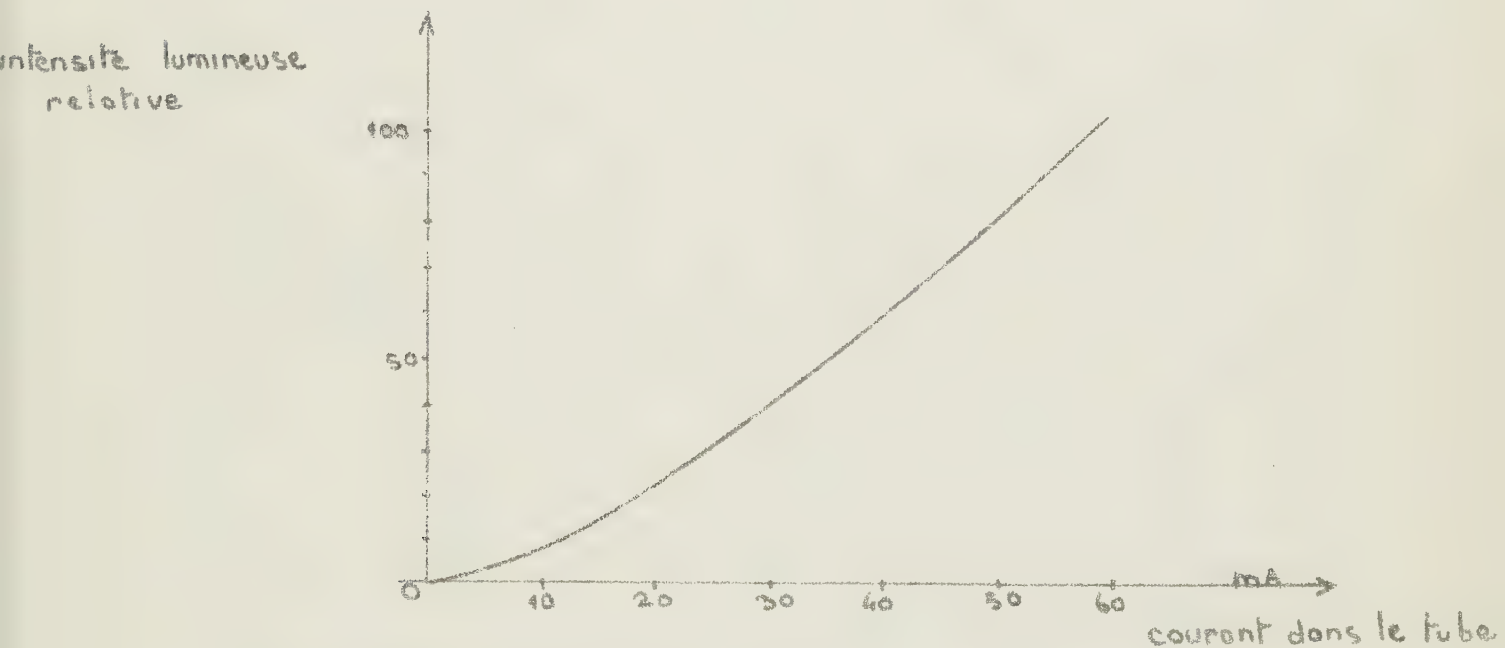


Fig. 6: Courbe de réponse de la lampe.

Nous avons construit en laboratoire le système d'alimentation pour ce tube (fig. 7).

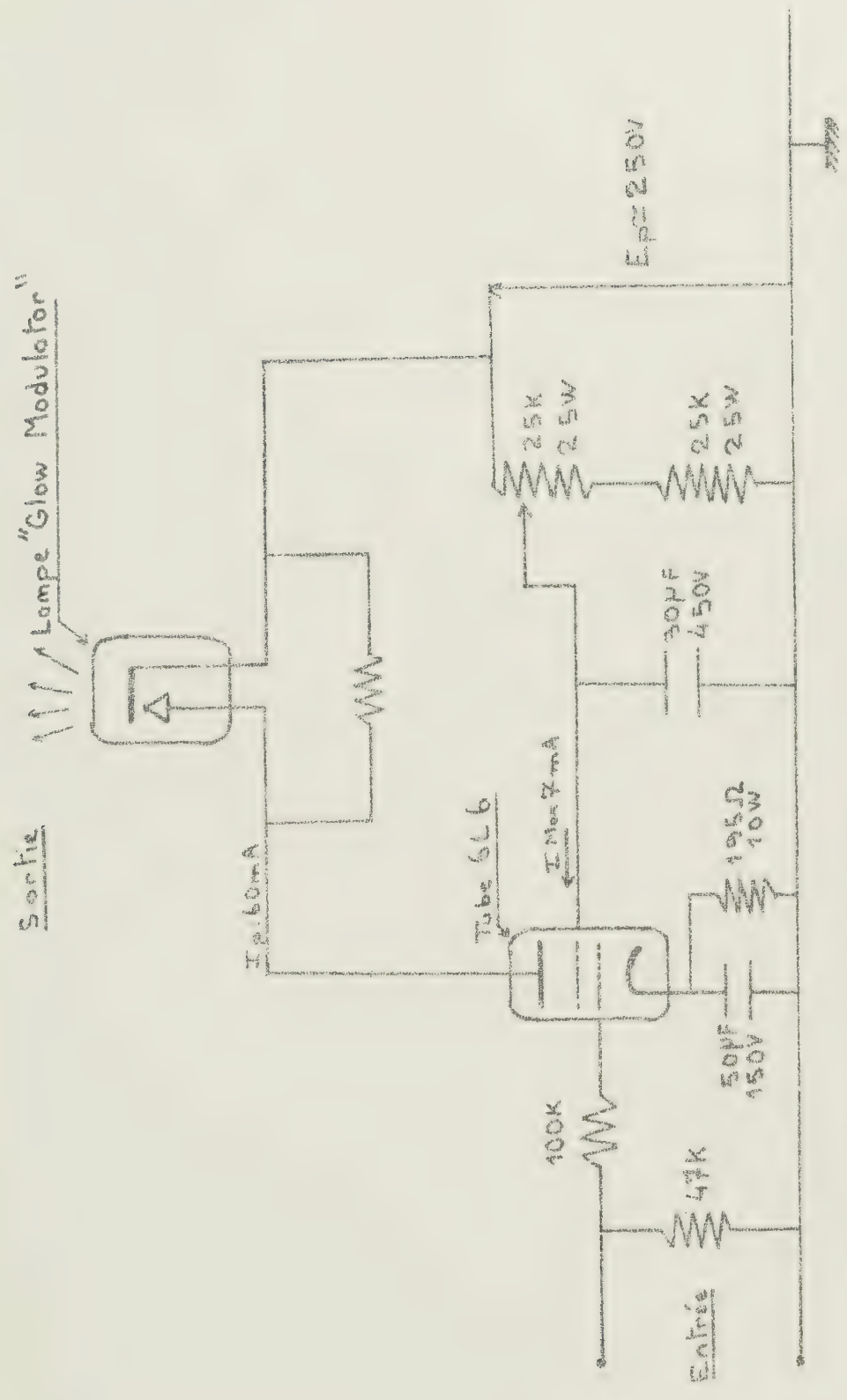


Fig. 7 : Alimentation de la lampe.

IV RESULTATS

Nous avons voulu essentiellement montrer les propriétés de cette méthode en ce qui concerne la suppression du bruit cohérent dans l'image reconstruite. Pour cela nous avons utilisé un des filtres construits initialement de manière élémentaire à l'aide de plaques à planéité ordinaire. L'image aberrante aussi est enregistrée sur une plaque ordinaire.

Les résultats sont montrés sur la planche 1:

- La photographie B montre l'image reconstruite par filtrage des fréquences spatiales en lumière cohérente: elle est accompagnée d'un bruit cohérent très important.
- La photographie C montre l'image reconstruite avec la méthode par balayage: le bruit a complètement disparu, laissant place à une image d'apparence très "propre".



PHOTOGRAPHIE DU MONTAGE

ACTION

A: IMAGE ABERRANTE ORIGINALE
(Défaut de mise au point)

ACTION

B: IMAGE RESTAUREE PAR FILTRAGE HOLOGRAPHIQUE
DES FREQUENCES SPATIALES

ACTION

C: RESTAURATION DANS LE DOMAINE SPATIAL PAR
BALAYAGE HOLOGRAPHIQUE

PLANCHE 1: Restauration-test à l'aide d'un filtre primitif pour vérifier les propriétés relatives à la suppression du bruit cohérent dans la méthode de déconvolution spatiale par balayage holographique.

REFERENCES DU CHAPITRE IV

- 1 D.J. Mc LEAN
 "The improvement of images obtained with annular aperture"
 Proc. Roy. Soc. Vol 263 A, 1961 p. 545-551.
- 2 J. TSUJIIUCHI
 "Exploration and peaceful use of outer space"
 Proc. United nat. conf. , Tokyo (1968)
- 3 N. SWINDELL
 "Porgress in analog image processing"
 Optical Sciences Center techn. report 1969.
- 4 G.W. STOKE, M. HALIOUA, G. INDEBETOUW
 "Laserlight spatial-domain scanning deconvolution of blurred photographs using
 the general holographic deblurring filter"
 Physics Letters, vol. 31 A, 1970, p. 341-342.
- 5 G.W. STOKE, M. HALIOUA, G. INDEBETOUW, F. POISSON
 "Spatial-domain laser-light scanning deconvolution of blurred photographs using
 the general holographic deblurring filter"
 Optics Communications, vol. 1, No. 8, 1970, p. 355-358.

CHAPITRE SIXIEME

CHAPITRE SIXIEME

DECONVOLUTION DES IMAGES ABERRANTES

PAR HOLOGRAPHIE DE FOURIER A SOURCE ETENDUE.

I PRINCIPE DE LA METHODE [1]

Nous avons découvert cette nouvelle méthode alors que nous cherchions une solution au problème de la réalisation du filtre de phase pure $\exp[-i\phi_H(U)]$ à partir de la fonction de diffusion $h(M)$ dans la méthode du filtrage des fréquences spatiales [voir chap. III, §4]. En fait cette nouvelle méthode permet de se passer de la fabrication de la partie phase du filtre division et n'utilise que la transparence $1/|H(U)|$ obtenue par photographie ordinaire à partir de la fonction $h(M)$. Un hologramme de Fourier de l'image déconvoluée est obtenu directement en enregistrant, à travers la transparence $1/|H(U)|$ placée dans le plan de Fourier, l'hologramme de l'image aberrante $g(M)$ en utilisant la tache de diffusion $h(M)$ comme fonction de référence. L'image déconvoluée est reconstruite dans une seconde étape, par transformation de Fourier dans le plan focal d'une lentille par éclairage à l'aide d'une onde plane.

I-1 Technique holographique pour convoluer deux fonctions

Nous utilisons les propriétés de l'holographie de Fourier avec fonction de référence étendue [2,3]. Considérons deux fonctions $f_1(M)$ et $f_2(M)$ dans un même plan: éclairons l'ensemble par une onde plane et enregistrons dans le plan focal image d'un objectif:

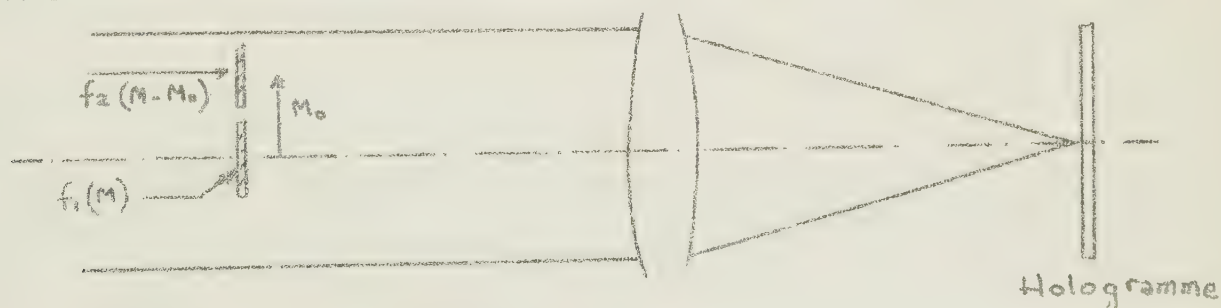


Fig. 1: Enregistrement

L'amplitude dans le plan est égale à $F_1(U) + F_2(U) \exp(i2\pi U.M_0)$.

L'intensité est égale à $|F_1(U) + F_2(U) \exp(i2\pi U.M_0)|^2$

Si l'on enregistre cette intensité photographiquement, la transparence en amplitude de la plaque s'écrit:

$$(|F_1(U) + F_2(U) \exp(i2\pi U.M_0)|^2)^{-\frac{\lambda}{2}} \quad (1)$$

$$\text{Soit: } (|F_1|^2 + |F_2|^2 + F_1 F_2^* \exp(-i2\pi U.M_0) + F_1^* F_2 \exp(i2\pi U.M_0))^{-\frac{\lambda}{2}}$$

ou encore, en développant en série et ne conservant que les termes d'ordre 1 [voir Rappels, § 3] :

$$A_0 + F_1 F_2^* + F_1^* F_2 \quad (2)$$

en faisant abstraction des facteurs d'obliquité.

Par transformation de Fourier:

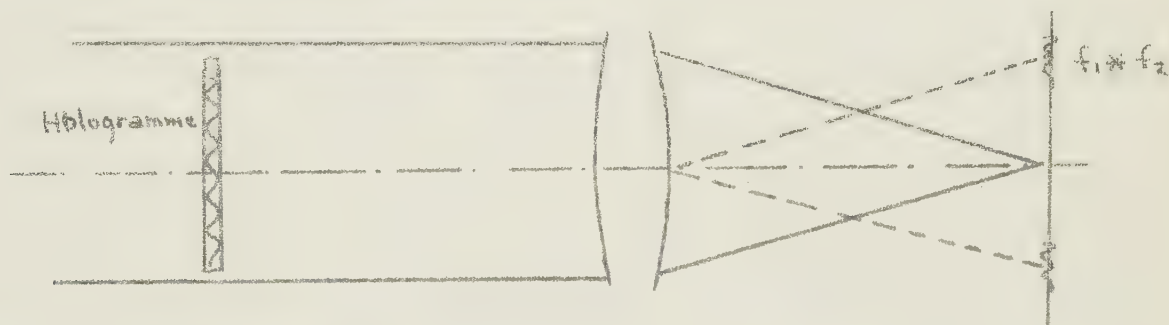


Fig. 2: Reconstruction.

Les ordres ± 1 ont pour valeur, respectivement:

$$f_1(M) * f_2(-M) \quad \text{et} \quad f_1(-M) * f_2(M)$$

I-2. Application au problème de la déconvolution

Considérons le montage suivant où nous remplaçons f_1 par $g(M)$ et f_2 par $h(M)$ et enregistrons à travers la transparence d'amplitude $1/|H(U)|$:

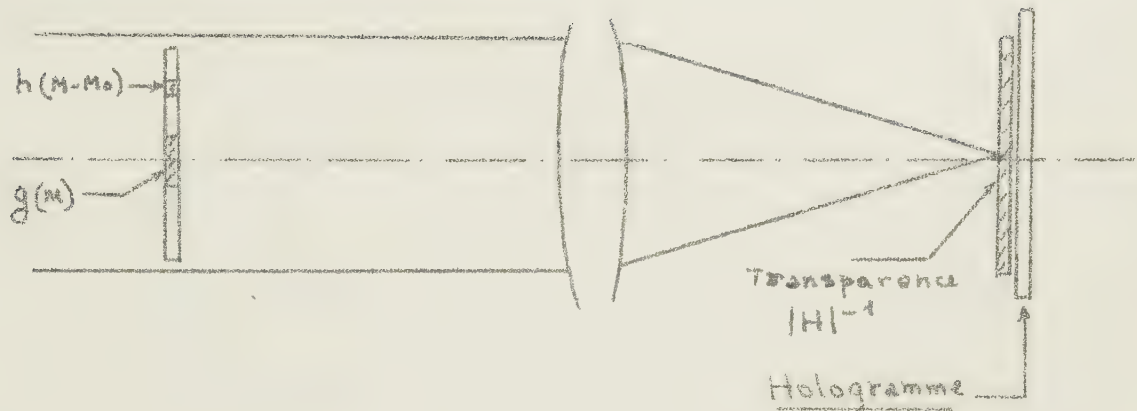


Fig. 3: Enregistrement de l'hologramme.

L'amplitude dans le plan de Fourier après traversée de la transparence $1/|H(U)|$ est égale à:

$$\frac{G+H}{|H|} = \frac{G}{|H|} + \exp(i\phi_H)$$

Si l'on enregistre cette somme photographiquement sa transparence sera égale à:

$$\left(\left| \frac{G + \exp(i\phi_H)}{|H|} \right|^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad \text{et après développement suivant (1) et (2),}$$

les termes d'ordre ± 1 seront:

$$G \cdot \frac{\exp(-i\phi_H)}{|H|} = \frac{G}{H} = \frac{FH}{H} = F$$

$$G^* \cdot \frac{\exp(i\phi_H)}{H} = \frac{G^*}{H^*} = \frac{F^* H^*}{H^*} = F^* \quad (3)$$

L'hologramme de Fourier obtenu n'est autre que l'hologramme de l'image déconvoluée; après reconstruction on obtient à l'emplacement des ordres ± 1 ($\pm M_0$) les

fonctions $f(M)$ et $f(-M)$ désirées

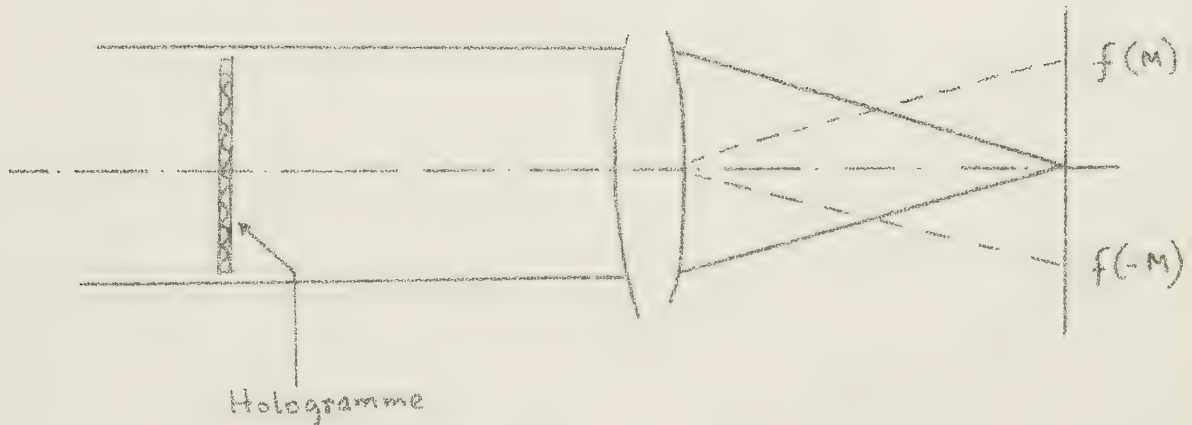


Fig. 4: Reconstruction de l'image déconvoluée.

Comme tout processus holographique, cette méthode nécessite deux étapes pour obtenir l'image finale.

I-3 Un cas particulier intéressant

C'est le cas où la tache de diffusion $h(M)$ est telle que sa fonction d'autocorrélation soit très aiguë (genre fonction delta):

$$h(M) * h(-M) \approx \delta(M) \quad (4)$$

c'est-à-dire dans l'espace des fréquences:

$$H(U) \cdot H^*(U) \approx 1$$

Alors l'hologramme de l'image aberrante $g(M)$ avec la fonction de diffusion $h(M)$ comme référence a pour transmission:

$$\begin{aligned}
 & 1 + GH^* + G^*H \\
 & = 1 + FHH^* + F^*H^*H \\
 & \approx 1 + F + F^*
 \end{aligned}$$

La reconstruction avec une onde plane donne directement l'image déconvoluée . Il n'y a plus besoin de filtre d'amplitude $1/|H|$. Ce cas a déjà été étudié [4] et apparaît maintenant comme un cas particulier de notre méthode générale.

I-4 Avantages de cette méthode

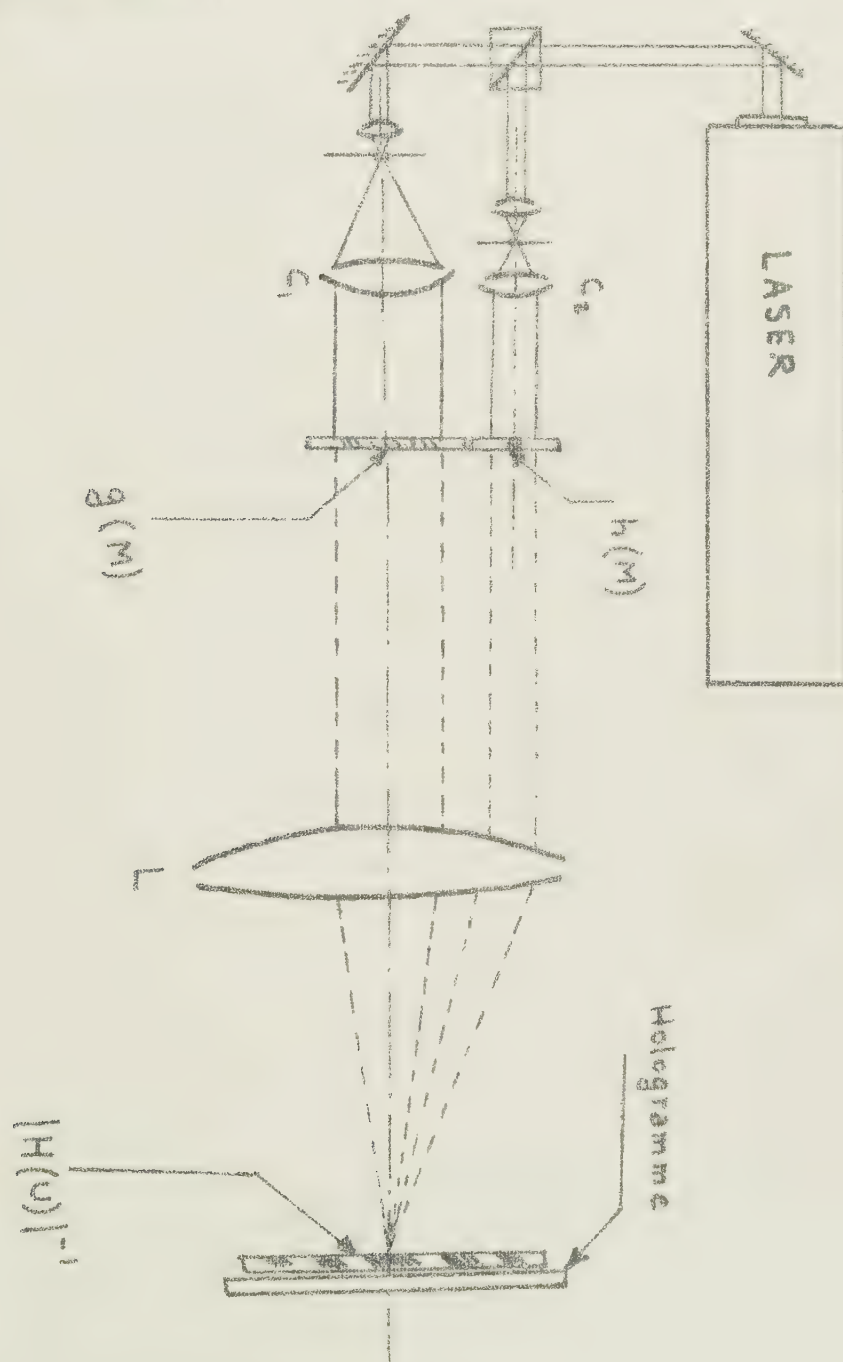
Cette méthode permet de réaliser une déconvolution à haute résolution car il est possible ici d'enregistrer automatiquement, vu les profils d'intensité des fonctions interférant, un très grand domaine spectral (c'est-à-dire que l'on peut enregistrer des franges d'interférence assez loin dans le domaine de Fourier).

Cette grande capacité d'enregistrement peut être cependant dangereuse car le rapport signal/bruit diminue lorsque les fréquences spatiales augmentent; et l'on peut obtenir des images fortement dégradées si l'on ne prend aucune précaution.

Comme pour la méthode de filtrage, il faut moduler le spectre par une fonction égale à l'unité sur une certaine étendue (tant que le signal est bien plus grand que le bruit: basses fréquences) puis décroissante (quand le signal sur bruit diminue fortement: fréquences moyennes) et enfin nulle (quand le bruit devient supérieur au signal: hautes fréquences). Cela peut se faire de manière simple lors de la reconstruction en éclairant l'hologramme par une onde plane à laquelle on a donné une distribution d'intensité convenable (genre gaussienne).

II REALISATION EXPERIMENTALE ET RESULTATS

II-1 Le montage expérimental



II-2 Enregistrement des hologrammes:

Comme dans tout enregistrement d'hologrammes, il y a intérêt à rester dans la zone linéaire de la courbe sensitométrique; pour cela il suffit d'utiliser une intensité pour la fonction de référence beaucoup plus grande que celle de la fonction objet (cinq fois par exemple); ainsi le contraste des franges d'interférence est réduit et les variations d'intensité à enregistrer deviennent plus faibles.

Nous avons utilisé des plaques Kodak 649F que nous avons développées dans du révélateur D 19 pendant cinq minutes.

II-3 Résultats:

Nous avons traité pour tester la méthode, le grand mot "DIFFRACTION" déjà utilisé. Nous avons enregistré l'hologramme sur une grande étendue sans atténuation des hautes fréquences.

Le résultat est montré sur la planche 1: la résolution est excellente. Cependant l'image est accompagnée d'un bruit relativement important dû au fait que le mode d'opération adopté (pas d'atténuation haute-fréquence) revient à effectuer un filtrage des fréquences spatiales avec le filtre théorique linéaire de division; il est dû aussi aux non linéarités dans l'enregistrement de l'hologramme.

DIFFRACTION

A: IMAGE ABERRANTE ORIGINALE
(Défaut de mise au point)

DIFFRACTION

B: IMAGE RESTAUREE

PLANCHE 1: Restauration-test à l'aide de la méthode par holographie de Fourier à source étendue.

REFERENCES DU CHAPITRE VI

- 1 G.W. STROKE and M. HALLIOUA
"A new holographic image deblurring method"
Physics Letters, Vol. 33 A, p. 3 et 4, 1970
- 2 G.W. STROKE
"An introduction to coherent optics and holography"
- 3 C.S. WEAVER and J.W. GOODMAN
"A technique for optically convolving two functions"
Applied Optics, Vol. 5, No. 7, p. 1248-1249, 1966.
- 4 G.W. STROKE, G.S. HAYAT, R.B. HOOVER and J.H. UNDERWOOD
"X-Ray Imaging with multiple-pinhole cameras using a posteriori holographic image synthesis"
Opt. Com. , Vol. 1, No. 3, p. 138-140, 1969.

CHAPITRE SEPTIEME

APPLICATIONS ET RESULTATS.

INTRODUCTION

De nombreux articles théoriques et expérimentaux ont été produits depuis quelques années sur le problème de la restauration des images. Cependant les applications à des cas réels sont extrêmement rares : citons par exemple les travaux du groupe de recherche du "Jet Propulsion Laboratory" (Pasadena, Cal.) qui applique des méthodes digitales pour le traitement d'images spatiales [10].

Nous avons appliqué nos méthodes de déconvolution à trois exemples réels importants:

- Au cas des aberrations accidentelles:

Nous avons restauré par exemple des photographies qui avaient été prises avec une erreur de mise au point lors du vol spatial de Gémini XII en 1968.

- Au cas de l'astronomie en Rayons X:

Nous avons restauré une photographie en Rayons X du soleil prise avec une chambre à large sténopé à partir d'une fusée "Aerobee" en 1968.

- Au cas de la microscopie électronique:

Par traitement à postériori des micrographies enregistrées dans des conditions optimales, nous avons réussi à améliorer la résolution apparente de l'un des microscopes électroniques le plus puissant du monde (Université de Chicago, Prof. A.W. Crewe).

Nous avons dans tous les cas utilisé la méthode du filtrage holographique des fréquences spatiales.

Lorsque l'on a une photographie à restaurer, deux problèmes se posent : la détermination de la tache de diffusion et la préparation de la transparence à traiter :

1- Détermination de la tache de diffusion :

La connaissance de la fonction de diffusion et son enregistrement sous forme d'une transparence photographique sont fondamentales dans nos méthodes.

Dans le cas idéal la tache de diffusion est enregistrée directement, pendant la prise de la photographie, en plaçant dans le champ objet une source ponctuelle.

Si cela n'est pas possible et si l'on possède l'instrument et les conditions de prise de vue l'on peut alors, dans une expérience annexe, reconstituer la fonction de diffusion exacte et l'enregistrer photographiquement.

Dans certains cas, la forme de la tache de diffusion est connue et a une géométrie simple : on peut alors la simuler et l'enregistrer.

Dans certains cas enfin il est impossible de connaître exactement la tache de diffusion. Il faut alors l'évaluer, de manière approximative, en nature et en étendue à partir de l'examen de la photographie d'un objet complexe : par étude d'éléments ponctuels ou de bords de plage à l'aide de tracés au microdensitomètre.

2- Préparation de la transparence à traiter :

En général l'image aberrante est donnée sous la forme d'un négatif et les conditions de développement et la nature du film sont fournies - cela nous permet de déterminer la courbe sensitométrique et un tracé de microdensitomètre donne la position de l'image par rapport à cette courbe. Il s'agit alors de copier ce négatif sur une plaque de bonne qualité (Kodak 649F) de sorte que la transparence positive obtenue soit proportionnelle en amplitude à la distribution d'intensité dans l'objet

original : il suffit pour cela d'utiliser une pente de copie telle que $\gamma_n \gamma_c = 2$ et éventuellement utiliser des techniques de "Masking" si le négatif de départ n'a pas été enregistré linéairement ou si son étendue de densité est trop grande.

Si l'image aberrante est fournie sous la forme d'un positif, elle est en général inutilisable directement : il faut en faire un négatif, puis un nouveau positif sur plaque avec des pentes et linéarités convenables.

Quand l'image originale possède une forte granularité on a intérêt dans l'étape finale de copie à introduire une très légère aberration de manière à adoucir l'image du grain pour couper les hautes fréquences parasites et l'effet de diffusion introduit par le grain lors du traitement en lumière cohérente.

I CAS DES ABERRATIONS ACCIDENTELLES. PHOTOGRAPHIE SPATIALE.

Ce sont essentiellement les cas du mouvement relatif accidentel entre l'objet et l'appareil de prise de vue et du défaut de mise au point. Ces aberrations particulières imposent dans certains cas une limite à la qualité des images: par exemple en photographie spatiale. Ainsi en 1968 la NASA a réuni un séminaire particulier pour étudier les problèmes d'évaluation et de restauration des images dégradées par mouvement [1].

I-1 Cas du mouvement

Nous avons étudié ce cas en collaboration avec nos collègues D.R. Lamberty et F. Furrer. Le mouvement a été simulé par déplacement manuel, à l'aide d'une vis micrométrique, de l'objectif pendant la prise de vue: le montage est identique à celui de la figure 15 du chapitre IV.

L'objet est un test de fréquences. La fonction de diffusion a été enregistrée sur l'objet à l'aide d'un point lumineux; elle montre d'ailleurs que le mouvement n'est pas linéaire dans le temps. C'est à partir de cette tache de diffusion expérimentale que le filtre a été fabriqué suivant les techniques décrites aux chapitres III et IV. L'expérience a été menée sur un banc de double diffraction par filtrage des fréquences spatiales. Les lentilles ont 2,4 m de longueur focale. Les résultats sont montrés à la planche 1: la restauration est remarquable; noter la restauration des hautes fréquences dans le test.

1-2 Défaut de mise au point. Restauration d'une photographie spatiale.

Nous avons déjà étudié cet exemple en détail à l'aide de nos trois méthodes de déconvolution.

En 1968 lors du vol du satellite Gemini XII, les astronautes Aldrin et Lovell ont pris une série de photographies de certaines régions de la terre qui présentent une grande valeur géologique. Malheureusement certaines de ces photographies, celles représentant une région montagneuse d'Iran, ont été dégradées par un léger défaut de mise au point, suffisant pour masquer les petits détails géologiques intéressants. Ces photographies ont été envoyées à notre laboratoire par la NASA pour tenter de les restaurer, ainsi que l'appareil photographique (Hasselblad avec objectif Zeiss Biogon) et les conditions exactes de prise de vue et de développement : il a été possible de reconstituer la tache de diffusion exacte, un pentagone de 0,2 mm de plus grande dimension - les photographies étaient des diapositives de 55x55 mm² développées avec un "gamma" total égal à $\gamma_{pt} = 2,7$ à 3.

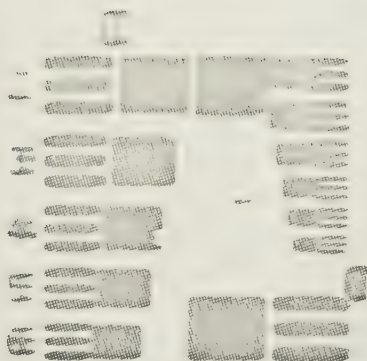
Une première méthode holographique avait été employée en 1968 qui consistait à transformer la tache de diffusion ("fonction rectangle") en sa fonction d'autocorrélation ("fonction triangle") [11].

Nous avons appliqué récemment notre méthode de filtrage holographique pour tenter d'améliorer la restauration de ces images précieuses. Le film original est agrandi en un négatif (plaque Agfa 10E56) de sorte que la tache de diffusion soit égale à 1 mm; puis ce négatif est copié en un positif (plaque Kodak 649F) de sorte que le produit total des "gammas" soit égal à $\gamma_{p1}\gamma_{p2} = 2$. La plaque finale possède un bruit de granularité important, car l'image a été fortement agrandie (cinq fois). C'est pourquoi nous utilisons notre filtre de défoca-

lisation à résolution moyenne (avec atténuation des hautes fréquences, voir chap. IV) pour traiter ces images.

Les résultats du filtrage effectué sur un montage de double diffraction avec lentilles de focale égale à 2,40 mm sont présentés dans la planche I'.

A
IMAGE ABERRANTE



B
FILTRE DE DIVISION
(composante d'amplitude)



C
IMAGE RESTAUREE

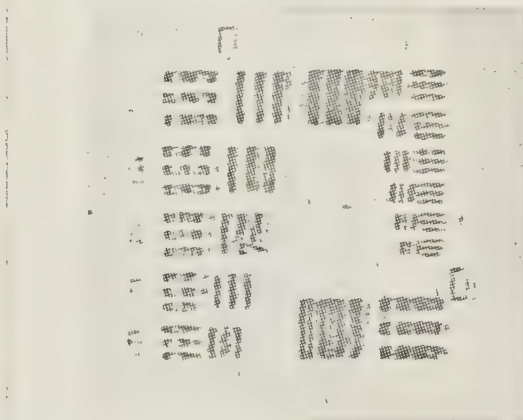
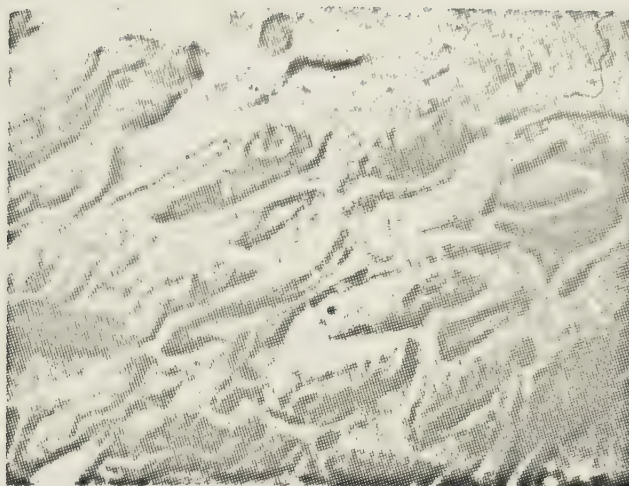


PLANCHE 1: Restauration par filtrage holographique des fréquences spatiales d'une image aberrante par mouvement.

A.

IMAGE ABERRANTE



B.

IMAGE RESTAUREE



PLANCHE I': Restauration par filtrage holographique des fréquences spatiales d'une image aberrante par erreur de mise au point (photographie prise par satellite).

II CAS DE LA PHOTOGRAPHIE SPATIALE EN RAYONS X

A L'AIDE D'UNE CHAMBRE A STENOPE [2]

II-1 Introduction sur l'imagerie en Rayons X

L'imagerie en Rayons X pose un problème très important du fait de la grande difficulté de conception et de fabrication de systèmes focalisant conventionnels. Il existe actuellement deux méthodes d'imagerie des Rayons X:

- Les miroirs utilisés sous incidences rasantes: ils donnent une excellente qualité d'image et collectent beaucoup d'énergie. Malheureusement leur champ est extrêmement faible et ce sont des appareils très difficiles à fabriquer et dont le prix de revient est très élevé.
- Les chambres à sténopé: vu la très courte longueur d'onde des Rayons X, un petit trou projette au fond d'une chambre noire l'image d'un objet émettant en Rayons X avec une qualité dépendant de la taille du trou; en effet les phénomènes de diffraction sont négligeables. Ces chambres à sténopé ont l'avantage d'une très grande simplicité de fabrication et possèdent un grand champ objet. Malheureusement elles ne laissent passer que peu d'énergie et les temps de pose deviennent extrêmement longs: cela devient vite inacceptable surtout en photographie spatiale. La qualité de l'image devient un compromis entre la dimension de la tache de diffusion (égale à la taille du trou pour des objets à l'infini) et le rapport signal/bruit:

Soit $\bar{n}$ le nombre de photons moyens arrivant d'une source de Rayons X et pénétrant par le trou: la fluctuation du nombre de photons vaut: $\sqrt{\bar{n}}$ et le rapport signal/bruit vaut aussi: $S/B = \sqrt{\bar{n}}$

or le nombre de photons reçus est proportionnel à la surface, donc: $S/B \propto d$
 d : diamètre du trou. Résolution et Signal/Bruit varient donc en sens inverse.

Dans le cas des objets à l'infini vus sous des angles pas trop forts, la tache de diffusion est égale à la taille du trou et reste constante dans le champ.

L'image obtenue s'écrit donc sous la forme d'une équation de convolution.

II-2 Photographie du soleil en Rayons X à l'aide d'une chambre à sténopé

Le 20 Mai 1968, K. Fredga, W.S. Muney et J.H. Underwood utilisent un tel système pour photographier le soleil en Rayons X à partir d'une fusée "Aerobee". La photographie est enregistrée sur une plaque schumann avec un filtre sélectif dans la région de 40 à 70 Å. Ils enregistrent cinq images avec des trous de taille différente allant de 0.08 mm à 0.54 mm; la chambre noire a 400 mm de longueur:

L'image obtenue avec le grand trou présente le meilleur rapport signal/bruit mais déploie une mauvaise résolution apparente: deux sources très proches par exemple se recouvrent en grande partie. L'image obtenue avec le plus petit trou présente un très mauvais signal/bruit mais les deux sources en question apparaissent séparées.

II-3 Restauration des clichés du soleil en Rayons X

Nous nous proposons d'exploiter l'information contenue avec le meilleur signal/bruit dans l'image correspondant au plus grand trou: nous savons en effet, d'après la relation de convolution qui existe entre l'objet et l'image, que la "perte de résolution" par rapport à l'image obtenue avec un trou plus fin n'est qu'apparente et bien plus, que l'image correspondant au trou le plus large contient

plus d'information puisqu'elle contient beaucoup plus de photons.

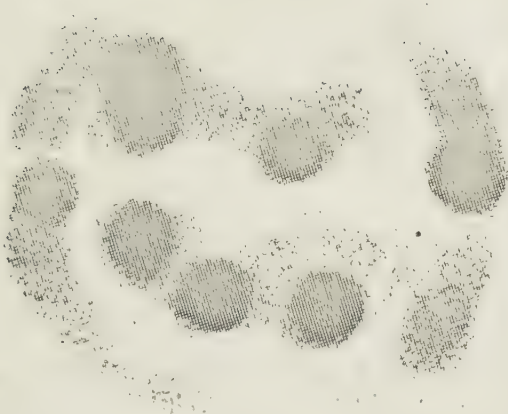
La tache de diffusion dans ce cas est une fonction cercle parfaite et nous utiliserons donc le même filtre que celui correspondant à la défocalisation. Comme l'image est accompagnée d'un important bruit de granularité nous choisirons le filtre de division à résolution moyenne [chap. IV, § 5]. Le négatif original nous a été prêté gracieusement par la NASA en vue de son traitement. Ce négatif est agrandi de sorte que la tache de diffusion soit égale à 1 mm pour le cas du plus grand trou: la copie est faite sur une plaque Kodak (649 F) et est utilisée pour le traitement par la méthode du filtrage des fréquences spatiales.

Résultats

La planche 2 montre les photographies originales enregistrées avec les trous de taille extrême (0.54mm et 0.03 mm) et l'image obtenue par déconvolution. Le résultat est remarquable; l'image restaurée apparaît même bien meilleure que celle obtenue avec le plus petit trou tant au point de vue résolution que signal/bruit,

Conclusion

Nos méthodes de traitement d'images par déconvolution holographique permettent donc de surmonter le problème du temps de pose dans l'imagerie des Rayons X avec des chambres à sténopé: il suffit d'exposer avec un trou suffisamment grand et d'appliquer un traitement a posteriori à l'image. De telles méthodes permettent de gagner des facteurs importants: de l'ordre d'une dizaine peut-être. Le résultat de cette expérience a été publié dans Physics Letters [2]. Il paraîtra aussi dans le livre "Advances in Space Sciences and Technology" (vol.II).



A: IMAGE ORIGINALE
(Sténopé: 0,54mm)



B: IMAGE ORIGINALE
(Sténopé: 0,085 mm)



C: IMAGE RESTAUREE A PARTIR DE A

PLANCHE 2: Restauration par filtrage holographique des fréquences spatiales d'une photographie du Soleil en Rayons X enregistrée avec une chambre à sténopé à partir d'une fusée Aerobee.

III APPLICATION A LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE [3 à 6]

III-1 Introduction

L'holographie a été inventée par Gabor en 1948 [7] en vue de résoudre le problème insurmontable de la suppression des aberrations géométriques, notamment de l'aberration sphérique qui impose une limite pratique fondamentale à la microscopie électronique qui empêche d'atteindre les résolutions atomiques théoriquement possibles. C'est par un étrange détour que nous revenons aujourd'hui à ce problème, à un moment justement où les technologies des optiques électroniques, de la stabilisation mécanique et du vide, après d'énormes progrès, semblent avoir atteint une certaine limite par des moyens conventionnels.

Gabor proposait d'enregistrer un hologramme en faisceaux électroniques de l'image aberrante et de compenser l'aberration à la reconstruction. Notre méthode prend avantage du fait qu'une information à plus haute "résolution" que celle déployée visuellement est en réalité contenue dans l'image aberrante; elle consiste à améliorer la résolution du microscope électronique par application aux micrographies, enregistrée de manière conventionnelle (photographie), de nos méthodes holographiques de déconvolution. Nous nous sommes attachés essentiellement au cas de la microscopie électronique par balayage. Nous avons eu accès à un microscope commercial opérant par émission secondaire (S X II de "Materials Analysis Company", Palo Alto; "résolution" $200 \text{ \AA}$) et à un microscope de laboratoire opérant par transmission (celui du Professeur A.V. Crewe de l'Université de Chicago avec une des meilleures "résolutions" en existence: $5 \text{ \AA}$).

III-2 Notions sur la microscopie électronique par balayage

La méthode consiste à balayer le specimen avec un spot électronique aussi petit que possible obtenu par focalisation d'un faisceau d'électrons: un effet physique quelconque produit par le faisceau incident peut être mesuré et déployé sous forme de variations d'intensité sur un écran cathodique balayé en synchronisme avec le specimen.

Les microscopes commerciaux utilisent l'émission secondaire d'électrons par le specimen quand il est métallique ou recouvert d'une mince couche d'or par exemple. Une étude détaillée peut être trouvée par exemple dans l'article de Oatley, Nixon et Pease [8]. Ils utilisent une source à filament de tungstène dont l'image est réduite par deux condenseurs puissants et focalisée sur l'objet. Les électrons secondaires émis sont collectés, amplifiés et servent à moduler le spot d'un tube cathodique pour former l'image. Leur "résolution" est limitée à 200 Å environ. Grâce à leur profondeur de champ considérable ces microscopes sont parfaitement adaptés à l'étude des surfaces avec de faibles grossissements.

Le microscope de laboratoire du Professeur A.V. Crewe [9] utilise les électrons transmis par le specimen pour former une image sur un écran cathodique. Il possède une source à "émission de champ" très intense et dont le diamètre apparent original est de l'ordre de 50 Å. Un simple objectif électronique réduit l'image de cette source pour la projeter sur le specimen; les électrons transmis sont mesurés et servent à moduler un oscilloscope pour former une image. La résolution ponctuelle de ce microscope est de 5 Å; elle est limitée par la diffraction et les aberrations géométriques et chromatiques entre lesquelles un compromis est cherché pour fixer l'ouverture optimale du microscope. Il atteint des résolutions comparables

aux meilleurs microscopes électroniques conventionnels et possède d'autres avantages supplémentaires.

III-3 Restauration des micrographies électroniques

La résolution des micrographies obtenues avec ces microscopes à balayage a été déclarée égale à la taille du spot. En fait la résolution intrinsèque de l'image est fixée par la diffraction, c'est-à-dire par l'ouverture utilisée; les aberrations n'introduisent qu'une distorsion de l'information résultant ainsi en une baisse apparente de résolution. Il est donc possible de corriger, a posteriori, l'effet de ces aberrations par nos méthodes de déconvolution holographiques:

En effet, le profil du spot est identique partout dans le champ et l'image finale peut s'écrire sous la forme d'une équation de convolution. La taille du spot est donnée par la formule de Smith:

$$d^2 = d_0^2 + \frac{c_s^2}{4} \alpha^6 + c_c^2 \alpha^4 + \frac{\lambda^2}{\alpha^2}$$

α : ouverture

d_0 : image géométrique de la source ($d_0 = \frac{C_s}{\alpha}$)

$\frac{c_s}{2} \alpha^3$: aberration sphérique

$c_c \alpha$: aberration chromatique

$\frac{\lambda}{\alpha}$: diffraction.

L'astigmatisme peut être corrigé parfaitement et les autres aberrations sont négligeables.

La formule s'écrit encore :

$$d^2 = (c_0 + \lambda^2) \frac{1}{\alpha^2} + \frac{c_s^2}{4} \alpha^6 + d_e^2 \alpha^2$$

α est choisi de sorte que d soit minimum. Dans le cas théorique limite seules subsistent la diffraction et l'aberration sphérique: le spot est minimum quand les deux effets sont égaux.

Alors
$$d_{\min} \approx c_s^{\frac{1}{4}} \lambda^{\frac{3}{4}}$$

1 Cas des micrographies par émission secondaire

Le diamètre du spot dépend du rapport signal/bruit, de la diffraction et des aberrations (notamment l'aberration sphérique); de plus il se produit un phénomène de pénétration des électrons qui a pour effet d'élargir la taille résultante du spot en terme d'imagerie finale.

$$d^2 = (c_0 + \lambda^2) \frac{1}{\alpha^2} + \frac{c_s^2}{4} \alpha^6 + d_e^2$$

où d_e est dû aux effets de pénétration. La taille du spot aérien est de l'ordre de 100 Å et celle du spot équivalent est de l'ordre de 200 Å.

2 Cas des micrographies par transmission

Le diamètre du spot est dû pratiquement à la diffraction et aux aberrations (notamment l'aberration chromatique)

$$d^2 = \frac{\lambda^2}{\alpha^2} + c_c^2 \alpha^2 + \frac{c_s^2}{4} \alpha^6$$

Il n'y a pas d'effet de pénétration dans ce cas et la taille du spot est de l'ordre de 5 Å, moitié pour la diffraction et moitié pour l'aberration.

Conclusion

Il est donc possible d'améliorer les micrographies par émission secondaire par un facteur de l'ordre de 3 et celles par transmission par un facteur de l'ordre de 2, afin d'atteindre la limite théorique fixée par la diffraction.

III-4 Expériences et résultats

Les micrographies obtenues sont agrandies de sorte que la fonction de diffusion soit égale à 1 mm. Nous utilisons en première approximation notre filtre à résolution moyenne du cas de la défocalisation car il est difficile d'obtenir la tache de diffusion expérimentale pour en déterminer son profil exact.

Cette approximation est valable car l'étendue de fréquences des micrographies est très faible (quelques 1/mm) à cause des lignes de balayages. Le montage est celui de filtrage des fréquences spatiales.

1 Micrographies à émission secondaire

Le specimen est un mélange or-palladium sous la forme de très petits éléments placés sur un film de collodion. Le grandissement utilisé est : 50 000 avec une différence de potentiel de 25 KV. La résolution apparente est de 200 Å. (200 Å par millimètre sur la photographie). L'image est obtenue sur un négatif polaroid (55, P.N.) Ce négatif dont la pente sensitométrique vaut 0,7 environ est copié sur une plaque (Kodak 649 F) par photographie dans un agrandisseur en lumière blanche: cela a pour résultat de diminuer l'effet du grain, important du polaroid: la pente de copie vaut environ 3 (développement: D 19 pendant 2'). Puis cette dernière plaque est filtrée par double diffraction. Les résultats sont montrés sur la planche 3. L'amélioration est évidente: noter le raffinement des éléments ponctuels ou linéaires ainsi que des bords de plage.

La résolution de l'image restaurée est inférieure à 100 Å. De plus le signal/bruit est bien meilleur que celui d'une image qui aurait été prise, si cela était possible, avec un spot plus petit. Ces considérations sont identiques à celles sur les images en Rayons X du soleil prises avec une chambre à sténopé. Ces résultats

ont été présentées au dernier symposium de microscopie électronique par balayage à Chicago (23 Avril 1971) [4].

2. Micrographies par transmission

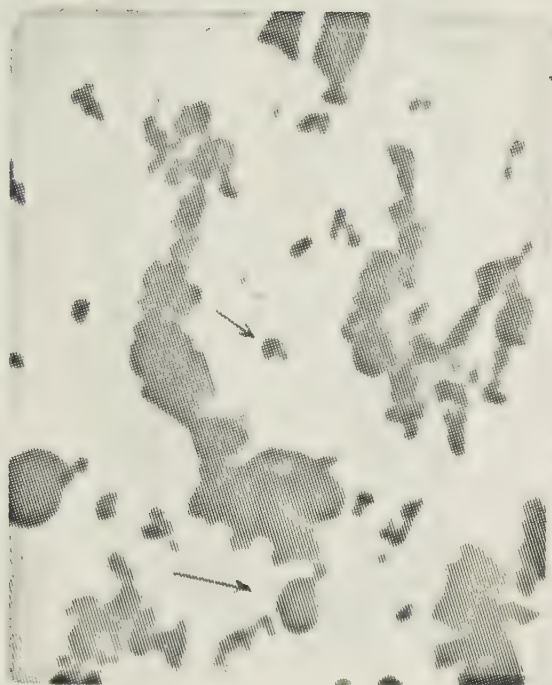
Le specimen est un élément biologique: c'est un virus filamentaire dit "f.d." qui est très étudié pour sa structure hélicoïdale du type molécule "D.N.A." Le grandissement utilisé dans le microscope est de l'ordre de 800 000 avec une tache de diffusion de $5 \text{ \AA}$ ($12.6 \text{ \AA}$ par millimètre sur la photographie). L'image est obtenue sur un positif polaroid (3000) dont la pente est environ 1.4. Ce positif est photographié agrandi sur un film (film Agfa 14C75, D 76: 2') puis copié sur une plaque (Kodak 649 F, D 76, 3'). Cette dernière plaque est traitée sur le montage de double diffraction.

Les résultats sont montrés sur la planche 4. L'amélioration est frappante par le nombre de détails révélés et l'augmentation de contraste. Le gain en résolution est de l'ordre de 2 de sorte que l'image restaurée est pratiquement une image limitée par la seule diffraction avec une résolution de l'ordre de $2.5 \text{ \AA}$. De l'avis des Professeurs A.V. Crewe de l'Université de Chicago et D.A. Marvin de l'Université de Yale, tous deux spécialisés dans l'étude du virus "f.d.", ce virus n'a jamais été vu avec une telle résolution. Ce dernier résultat a fait l'objet d'un article soumis pour publication au "Journal of Molecular Biology" [5].

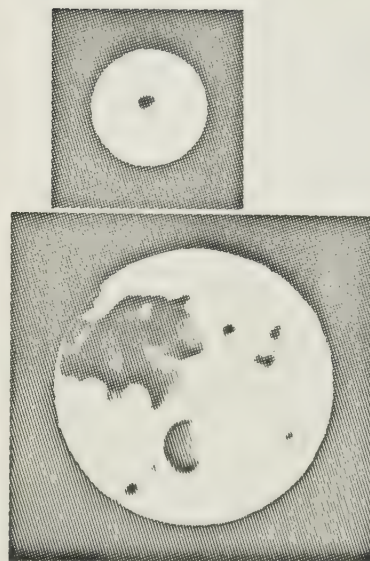
Tous ces résultats relatifs à la microscopie feront l'objet d'une présentation à Boston en Aout 1971 pour la 29 ème réunion annuelle de la Société Américaine de Microscopie Electronique [6].

III-5 Une possibilité d'amélioration

Si l'on augmente l'ouverture au-delà de l'ouverture "optimale" la tache de la diffraction diminue alors que l'aberration augmente en général plus vite: par exemple si l'on double l'ouverture, la diffraction est divisée par deux, l'aberration sphérique est multipliée par 8. Mais, si l'on peut déterminer avec précision le profil de la fonction de diffusion, il est possible de la ramener par déconvolution à la limite de diffraction (voir cas de la défocalisation où le grain obtenu est de l'ordre de 10, chap. IV). Il est donc possible de gagner au moins un facteur supplémentaire de 2 en enregistrant la micrographie avec une plus grande aberration géométrique. Ces résultats seraient valables aussi en microscopie électronique classique par transmission.

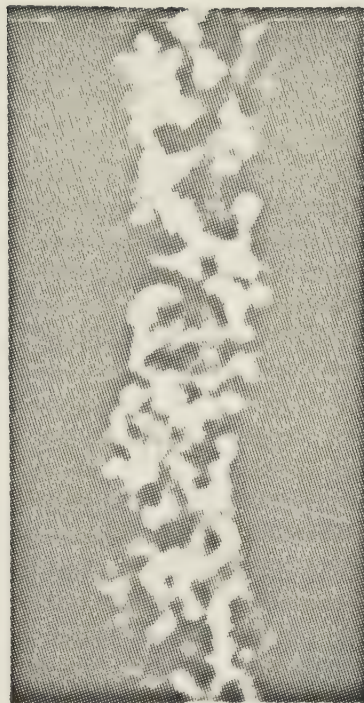


A: MICROGRAPHIE ORIGINALE
 Résolution apparente: 200 Å
 Grandissement: 50 000 X



B.C: MICROGRAPHIE RESTAUREE
 A PARTIR DE A.
 Résolution < 100 Å

PLANCHE 3: Restauration par filtrage holographique des fréquences spatiales d'une micrographie d'un mélange or-palladium enregistrée au microscope électronique à balayage par réflexion de "Materials Analysis Company" (Palo Alto)



A: MICROGRAPHIE ORIGINALE
Résolution apparente: 5 Å
Grandissement: 800 000 X

B: MICROGRAPHIE RESTAURÉE
A PARTIR DE A
Résolution 2,5 Å

PLANCHE 4: Restauration par filtrage holographique des fréquences spatiales d'une micrographie du virus "f.d." enregistrée sous des conditions optimales au microscope électronique à balayage par transmission du Professeur A.V. CREWE (Université de Chicago)

IV AUTRES APPLICATIONS POSSIBLES

Citons un certain nombre de domaines où l'application des méthodes de déconvolution pourrait contribuer à des progrès importants.

IV, 1. En Radiographie :

Il est bien connu que les radiographies en Rayons X souffrent d'une mauvaise résolution à cause de l'utilisation de sources larges : l'étendue de la source intervient sous la forme d'une équation de convolution et par conséquent les radiographies se prêteraient bien à un traitement optique qui compenserait cet effet et présenterait une meilleure résolution visuelle.

IV, 2. En Astronomie :

La résolution ultime des grands télescopes est pratiquement limitée par la turbulence atmosphérique et non par les aberrations instrumentales : L'effet de la turbulence peut être considéré comme invariant dans un certain angle ; dans ce champ il est en général possible de trouver une étoile ponctuelle voisine de l'objet étudié (étoile multiple, nébuleuse, etc.) pour fournir la fonction de diffusion expérimentale dans les conditions exactes de prise de vue. On a intérêt à prendre des temps de pose courts pour éviter les effets de moyenne.

IV, 3. En Spectroscopie :

La résolution est limitée par le rapport signal/bruit, c'est à dire par la largeur de la fente d'entrée du spectrographe. En augmentant la largeur de fente, le rapport signal/bruit est amélioré, la limite diffractionnelle est réduite, mais la résolution apparente est réduite aussi ; le

spèctre obtenu est une convolution entre le spèctre idéal et l'image de la fente. Un traitement par déconvolution compenserait l'effet de largeur de fente tout en conservant un haut signal/bruit et une faible diffraction.

Dand l'exemple du test de fréquences (chap.IV, planches 2 et 4), les barres peuvent être comparées à des raies d'émission : la restauration des barres qui se recouvrent partiellement est remarquable et pourrait être semblable en spectroscopie.

On peut aussi appliquer nos méthodes aux spectrographes à grilles.

Les considérations ci-dessus sont évidemment valables dans le cas de la spèctroscopie à haute résolution quand ce n'est pas le réseau qui limite la résolution.

IV, 4 Apodisation

Enfin il est possible de traiter des images limitées par la diffraction pour supprimer les "pieds" de la tache d'Airy d'un point source.

Il suffit de donner à la fonction $K(U)$ (chap. II), fonction de transfert de l'image restaurée, une forme optimale semblable à celle décrite au chapitre deuxième pour remplacer la fonction de transfert triangulaire de l'instrument parfait à pupille transparente.

REFERENCES

- 1 "Evaluation of motion-degraded images"
Proc. of Seminar spons. by NASA, in Cambridge , Mass. 1968.
- 2 G.W. STROKE et M. HALIOUA
"A new holographic image deblurring method"
Phys. Lett., 33 A, p. 4, 1970
- 3 D.J. EVINS, S.H. MOHR, A.J. SAFFIR
and M. HALIOUA, G. INDEBETOUW, F. POISSON, G.W. STROKE
"Enhancement of electron micrographs by holographic image deblurring"
Phys. Lett. 33 A, p. 377-378, 1970.
- 4 G.W. STROKE and M. HALIOUA
A.J. SAFFIR and D.J. EVINS
"High-resolution enhancement in scanning electron microscopy by a posteriori
holographic image processing"
Scanning Electron Microscopy/1971, p. 57-64, Ed. Om Johari and I. Corvin
(IIT Research Institute, Chicago, Ill. 1971)
- 5 A.V. CREWE and J. WALL
G.W. STROKE and M. HALIOUA
"High-resolution enhancement in scanning electron microscopy of biological
specimens by "a posteriori" holographic image sharpening"
soumis au : "Journal of Molecular Biology"
- 6 G.W. STROKE and M. HALIOUA
A.J. SAFFIR and D.J. EVINS
"Resolution enhancement in electron microscopy by a posteriori image deblurring"
Soumis pour le : "29th annual Meeting of the Electron Microscopy Society of
America"
- 7 D. GABOR
"A new microscopic principle"
Nature, May 15, 1948.
- 8 C.W. OATLEY, W.C. NIXON and R.F.W. PEASE
"Scanning Electron Microscopy"
Advan. in Electronics and Electron Physics, vol 21, p. 181-247.
Acad. Press, New York, 1965.
- 9 A.V. CREWE
"The current state of high-resolution scanning electron microscopy"
Quart. Rev. of Biophysics 3, p. 137-175, 1970.

IO T.C.HINDELEISCH, J.A.DUNNE, H.J.FRIEDEN, W.D.STROMBERG, and R.M.RUIZ

"Digital processing of the Mariner 6 and 7 pictures"

Journal of Geophysical Research, 76 , p.394-417, 1971.

II G.W.STROKE

"A new holographic method for a posteriori image-deblurring restoration of ordinary photographs using "extended-source" lensless Fourier-transform holography compensation".

Phys.Lett.,27 A , p.405-406,1968.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons décrit trois méthodes optiques et opto-électroniques pour la restauration des images aberrantes, méthodes de déconvolution basées sur les propriétés de l'holographie de Fourier. Nous avons montré que, lorsqu'elles sont mises en oeuvre avec précision, ces méthodes permettent d'obtenir une restauration efficace de l'information qui semblait être perdue dans des images photographiques aberrantes; des exemples ont été donnés dans le cas d'objets-test bien choisis pour montrer les effets de l'amélioration, ainsi que dans des cas réels très importants. Ces méthodes sont d'autant plus efficaces que l'aberration à compenser est plus forte par rapport à la tache de diffraction et la qualité de l'image restaurée d'autant meilleure que cette aberration est plus grande par rapport au grain photographique du film original.

Rappelons que les processus de déconvolution que nous avons décrits n'augmentent pas la quantité d'information intrinsèque contenue dans l'image aberrante, mais qu'il la déploie sous une forme plus facile à interpréter par l'observateur. De plus le traitement introduit un certain bruit propre du fait que l'on ne sait pas encore mettre le bruit photographique sous une forme mathématique rigoureuse directement utilisable avec précision dans ces méthodes optiques analogiques. Il se pose alors le problème de l'interprétation des propriétés de l'objet original après traitement de l'image. C'est en général un problème complexe puisqu'il fait appel à un jugement subjectif :

- Dans le cas d'une aberration faible l'interprétation doit se faire à l'aide de

l'image restaurée et de l'image aberrante ensemble, afin de vérifier que l'on n'a pas introduit de détails étrangers ou que l'on n'a pas perdu certains détails d'intensité très faible dans le traitement.

- Dans le cas d'une forte aberration ou d'un codage compliqué (grille de Girard en spectroscopie, par exemple) il est nécessaire de traiter simultanément un objet test connu afin de juger de la nature exacte de la transformation.

Les applications à la microscopie électronique (compensation de l'aberration sphérique), à la médecine (compensation des effets de largeur de source en radiographie) et à la photographie spatiale (compensation des aberrations accidentelles) , nous semblent être les cas où les méthodes de déconvolution que nous avons décrites peuvent produire des améliorations sensibles et de grande valeur. Ce sont ces domaines particuliers d'applications ainsi que le perfectionnement de nos méthodes (problème du bruit, nouveaux matériaux etc.) qui feront l'objet de notre effort futur.

PUBLICATIONS.

A NEW HOLOGRAPHIC IMAGE DEBLURRING METHOD

G. W. STROKE and M. HALIOUA

State University of New York, Stony Brook, N.Y. 11790, USA

Received 11 August 1970

A hologram of a deblurred image is obtained in a single step from a blurred photograph by recording through a transparency transmitting: [amplitude of Fourier transform of spread function]⁻¹, using blurred photo and spread function as object and reference.

Optical image deblurring may be used to extract greatly sharpened "deblurred" images from imperfect photographs, "blurred" by imperfect focus, motion, atmospheric turbulence and image-system imperfections, among other causes. Methods using the holographic Fourier-transform division filter of Stroke and Zech [1] have proven to be equally successful in the spatial-frequency [2-4] and in the spatial (laser scanning) model [5]. In contrast with electronic computer methods, the deblurring filter $1/H$ is generated directly from the experimental point-spread function $h(x, y)$, in the form of a two-component "sandwich", so far realized in the form H^*/HH^* , consisting of a hologram and a transparency, transmitting respectively H^* and $1/HH^*$, with $H(u, v) = \iint h(x, y) \exp[2\pi i(ux + vy)] dx dy$ according to [1]. Two key photographic parameters determine the successful realization of the filter. One is the appropriate use of the relation $|E_T| = I^{-\gamma/2}$ between the exposure I and the electric field am-

plitude $|E_T|$ transmitted through a transparency upon unit-amplitude illumination, with γ -slope of the H - D curve. The other is the linear recording over an adequately large dynamic range, which may be realized using suitable "masking" [3], for the case when the hologram $H^* = |H| \exp[-i\phi_H]$ is realized in the form $\exp[-i\phi_H]$. The amplitude component $1/|H|$ of the filter may be obtained from the photographic exposure $1/|H|^2$ by using $\gamma = 1$. This has now permitted us to record a considerably larger dynamic range than in our previous scheme using $\gamma = 2$ [3]. Our new experimental verifications are shown in fig. 1b and in fig. 2, where the ideal condition was simulated by using a reference beam with an amplitude approximately equal to the mean $|H|$ amplitude.

Our new method also uses the $1/|H|$ transparency (fig. 1d), however not any more for the recording of a spatial-frequency filter, but rather for the recording of an image-forming hologram, which may be directly used to produce the de-

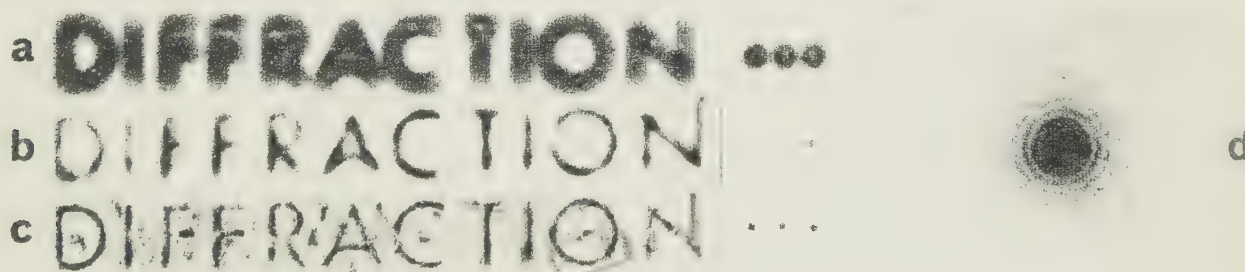


Fig. 1. a. Deliberately blurred out-of-focus photo. Three spread functions $h(x, y)$ shown on right (blur circle diameter = 1 mm, with $f = 240$ mm lens). b. Deblurred photo extracted from fig. 1a using the holographic Fourier-transform division method according to refs. [1] and [3]. Deblurred images of spread functions are on right. c. Deblurred photo extracted from fig. 1a using new "deblurred-image hologram" method of text. d. Photo of $1/|H|$ amplitude-weighting transparency used for recording of "deblurred-image hologram", from which the sharp image of fig. 1c was reconstructed by simple plane-wave illumination.

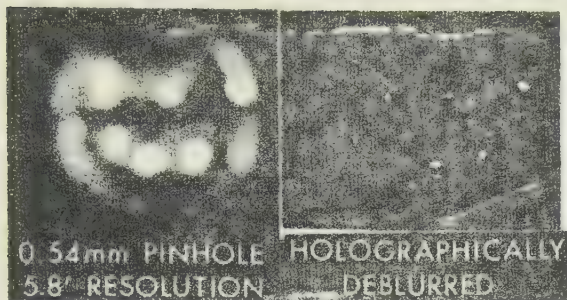


Fig. 2. Deblurring of large-pinhole (0.54 mm diameter at 400 mm from plate) x-ray photo of Sun, using method of refs. [1] and [3], to increase signal-to-noise ratio, compared to small-pinhole image. The pinhole-camera photo on left was obtained in the 44-70Å range on May 20, 1968 from an Aerobee rocket by K. Fredga, W. S. Muney and J. H. Underwood, and deblurred during the summer 1969 by us at Stony Brook.

blurred image $f(x, y)$ with simple plane-wave illumination. Indeed, by using the blurred transparency $g(x', y') = \iint f(x, y)h(x'-x, y'-y)dx dy$ as the "object" and the spread function $h(x, y)$ as the "reference" in a Fourier-transform hologram recording arrangement, and by recording the hologram through the $1/|H|$ transparency (fig. 1d) placed right in front of it, the wave illuminating the hologram is $(G+H)/|H|$, and the corresponding image-forming term $GH^*/|H|^2 = FHH^*/|H|^2 = F(u, v)$, from which the deblurred image $f(x, y)$ is obtained directly by Fourier transformation. Experimental verification is shown in fig. 1, where fig. 1c was thus extracted from the "deblurred-image" hologram recorded with a transparency of fig. 1a as the "object" and a transparency of the blurred point (spread func-

tion) such as one of those shown in fig. 1a next to the word "DIFFRACTION", used as "reference". Even though our new method appears to display more residual "interference" noise in this early test, than our well-refined Fourier-transform division method, we also note that the "deblurred-image hologram" produces a considerably sharper and more faithful deblurring. Other advantage, theory and noise considerations will be discussed in future publications. It may be of interest to note that our new method may be considered as providing a generalization for our for our method of ref. [6], for the cases where the auto-correlation function of $h(x, y)$ is not any more necessarily sharply peaked.

We wish to acknowledge fruitful conversations with Professor Dennis Gabor, as well as with Guy Indebetouw and François Poisson. The generous partial support of this work by the National Aeronautics and Space Administration (Grant NGR-33-015-068) and by the National Science Foundation (Grant GK-4543) is also gratefully acknowledged.

References

- [1] G. W. Stroke and R. G. Zech, Phys. Letters 25A (1967) 89.
- [2] A. W. Lohmann and H. Werlich, Phys. Letters 25A (1967) 570.
- [3] G. W. Stroke, F. Furrer and D. Lamberty, Opt. Commun. 1 (1969) 141.
- [4] J. Tsujichi, T. Honda and T. Fuakaya, Opt. Commun. 1 (1970) 379.
- [5] G. W. Stroke, M. Halioua, G. Indebetouw and F. Poisson, Opt. Commun. 1 (1970) 355.
- [6] G. W. Stroke, G. S. Hayat, R. B. Hoover and J. H. Underwood, Opt. Commun. 1 (1969) 138.

* * * * *

LASER-LIGHT SPATIAL-DOMAIN SCANNING DECONVOLUTION OF BLURRED PHOTOGRAPHS USING THE GENERAL HOLOGRAPHIC DEBLURRING FILTER

G. W. STROKE, M. HALIOUA and G. INDEBETOUW

Electro-Optical Sciences Center, State University of New York, Stony Brook, New York, 11790, USA

Received 10 February 1970

Spatial-domain (scanning) deconvolution of blurred photographs may be realized in laser light using the experimental point-spread function with the aid of the 1967 Stroke and West holographic Fourier-transform division filter.

Recent experiments have shown that direct incoherent-light deconvolution may be used to 'deblurr' photographs in the spatial (x, y) domain in some special cases (e.g. imperfect focus, motion blurring) [1-3]. The required scanning function $s(x, y)$ used to illuminate the blurred photograph

$$g(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy = f \otimes h$$

for the special cases was generated either by photomechanical means [1,3] or by suitable masking of a lens [2]. The scanning 'deblurring' function $s(x, y)$ was noted to be all real, without a formal mathematical proof for the general case. Two orthogonally polarized beams were used to generate respectively the positive and negative parts of the all-real function $s(x, y)$ in the two

comparable arrangements [2,3], with $h(x, y)$ being the point spread function and $f(x, y)$ the desired 'diffraction-limited' image as usual [4]. Heretofore the required scanning function $s(x, y)$ was generated by Fourier-transform or comparable computation.

In view of the great simplicity which scanning spatial-domain deconvolution arrangements (using suitable scanning and photo-electric components) may present, as compared to alternate methods, it appeared essential to us: 1) to show that the scanning function $s(x, y)$ used for 'deconvolution' of the blurred photograph, according to the equation $s \otimes g = s \otimes f \otimes h$, is always a *real* function, having the property $s \otimes h \approx \delta$ -function, i.e. $SH \approx 1$, where S and H are the Fourier transforms of s and h , and 2) to show that the scanning function $s(x, y)$ may be readily generated (realized) in the general

case directly from the experimental point-spread function $h(x, y)$.

We find that the holographic Fourier-transform division filter-generating method described by Stroke and Zech in 1967 [5,6] happens to be ideally suited to generate the desired scanning function $s(x, y)$ by Fourier transformation from the Fourier-transform division filter $1/H = H^*/|H|^2$, in as much as $s = T[1/H]$, where

$$T[\dots] = \iint_{-\infty}^{+\infty} [\dots] \exp\{2\pi i(ux + vy)\} dx dy$$

is the usual spatial Fourier transformation, and $H = T[h]$.

First we show that the spatial-domain deblurring scanning function $s(x, y)$ used to scan the blurred photograph $g = f \otimes h$ in incoherent light is necessarily a *real* function in the general case. Indeed, since $h(x, y)$ is real (i.e. an intensity distribution) its Fourier transform $H = T[h]$ is hermitian, i.e. $H(u, v)^* = H(-u, -v)$. It follows that $[1/H(u, v)]^* = [1/H(-u, -v)]$ and therefore, since $S(u, v) = T[s(x, y)]$, we also have $S^*(u, v) = S(-u, -v)$. Accordingly, the deblurring scanning function $s(x, y) = T[S(u, v)] = T[S(u, v)] = T[1/H]$ is *real*! However, it will in general be partly negative, so that this conclusion is of limited interest in view of practical implementations, in the general case.

In further thinking about general ways of realizing the positive and negative parts of the scanning function, it suddenly became clear to us that there was in fact no need to separately realize the two parts, as appeared necessary according to the previous methods, using incoherent light. Rather, by shining a collimated beam of laser light through the $1/H$ filter "sandwich" of Stroke and Zech [5], the scanning function $s(x, y)$ is directly generated as an aerial image in the focal plane of the lens following the filter [4]. By scanning the blurred image $g = f \otimes h$ in front of s in one of the suitable scanning arrangements [3,7], the amplitude of the electric field transmitted

through the photograph is equal to the desired convolution $f \otimes h \otimes s = f$, with the condition $h \otimes s = \delta$ -function. The deblurred image is generated by scanning, and recorded either by "contact printing", reimaging or via photoelectric devices. The final photograph is thus equal to f , using well-known photographic precautions [6]. It is essential to note that the imaging part of the process is spatially *incoherent*, while using the advantages of intense laser light. Accordingly, the method circumvents the considerable imaging imperfections "coherent phase noise" which characterize the imaging part in conventional (non-scanning) coherent image-filtering systems. Correspondingly, the general holographic Fourier-transform division filter [5] thus turns out to be not only the key to the laser-scanning image-deconvolution method, but it also may be used in a more perfect way than in the holographic image deblurring methods [5,6] for which it was created in the first place. The results of experimental verification of the proposed method will be reported in a future publication. Extensions to general "spatial filtering" applications are obvious.

The support of this work by the National Aeronautics and Space Administration (Grant NGR-33-015-068) is gratefully acknowledged.

References

1. D. J. MacLean, Proc. Roy. Soc. (London) 263A (1961) 545.
2. J. Tsujiuchi, Proc. United Nations Conf. Exploration and peaceful use of outer space (Tokyo, 1968) private communic.
3. W. Swindell, Un. Arizona, Optic. Sc. Newsletter 1 (1970) 24.
4. G. W. Stroke, An introduction to coherent optics and holography, Second ed. (Academic Press, New York, 1969).
5. G. W. Stroke and R. G. Zech, Phys. Letters 25A (1967) 89.
6. G. W. Stroke, Optica Acta 16 (1969) 401.
7. L. Beiser, Soc. Photo. Scient. Eng. News 10 (1967) 18.

* * * * *

SPATIAL-DOMAIN LASER-LIGHT SCANNING DECONVOLUTION OF BLURRED PHOTOGRAPHS USING THE GENERAL HOLOGRAPHIC DEBLURRING FILTER

G. W. STROKE, M. HALIOUA, G. INDEBETOUW and F. POISSON

Electro-Optical Sciences Center, State University of New York,

Stony Brook, New York 11790, USA

Received 24 February 1970

Spatial-domain deconvolution by scanning of blurred photographs has been obtained, using as scanning function the Fourier transform of the 1967 Stroke and Zech holographic Fourier-transform division filter and photoelectric integration. The required filters, adaptable for field-varying spread functions, are photographically realized from the experimental point-spread functions.

There has appeared an increased interest in the possibilities of optical "deblurring" of photographs blurred by imperfect focus, image motion, aberrations and indeed by atmospheric turbulence among other causes. We recently proposed [1] that the deblurring may be realized in the general case by scanning the blurred photographs with laser light directly in the *spatial*

domain, as illustrated in fig. 1. Our method is based on the use of the general holographic Fourier-transform division filter, first described by Stroke and Zech in 1967 [2]. A photograph of the experimental arrangement which we used to verify our theory in a model is shown in fig. 2 and experimental results obtained with it in fig. 3. In our arrangement, the use of the ho-

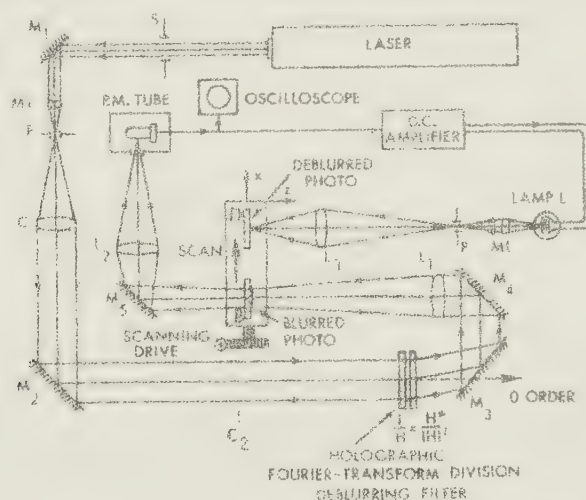


Fig. 1. Schematic diagram of spatial-domain scanning image-deblurring apparatus. In practice the lamp L is preferably a linearly modulated laser. M_L = microscope lenses. L_1 = Fourier transforming lens. L_2 = integrating lens, imaging the scanned region of the blurred photograph onto the photomultiplier tube P.M. The adjustment of the $1/H$ filter may be readily carried out by visually observing the deblurring of the spread function $h(x, y)$. For this purpose the blurred photo containing $h(x, y)$ is placed into the collimated beam produced by C, in the back focal plane of an auxiliary lens C_2 (of which the front focus is on the $1/H$ filter); the blurred image point is observed in the focal plane of L_1 , using an auxiliary mirror.

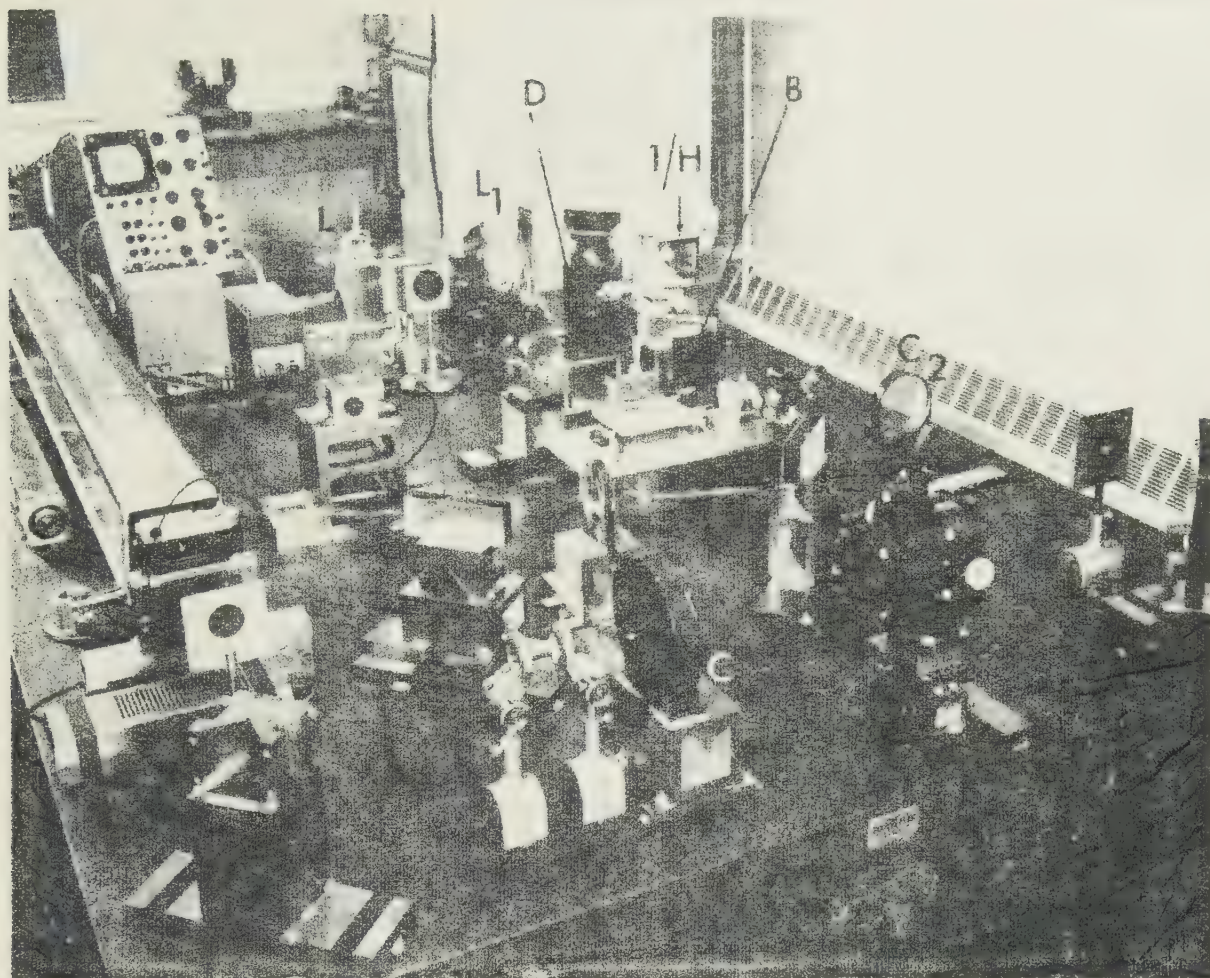


Fig. 2. Photograph of the experimental apparatus used, according to fig. 1. On-axis use of all lenses with optimum aberration correction characterizes the arrangement.

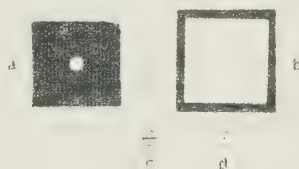


Fig. 3. Experimental image-deblurring result, according to spatial-domain scanning method described in text. a, 2 mm diameter badly blurred image $h(x, y)$ of a point imaged by a $f^* = 240$ mm lens. b, Deblurred image obtained by a single scan through the diameter of a, using arrangement of fig. 2. c, Theoretical non-deblurred image using single diametral scan with point. d, Theoretical deblurred image. The deblurring of an entire 'half-tone' photograph using the same $1/H$ filter as that used in going from a, to b, is shown in fig. 4.

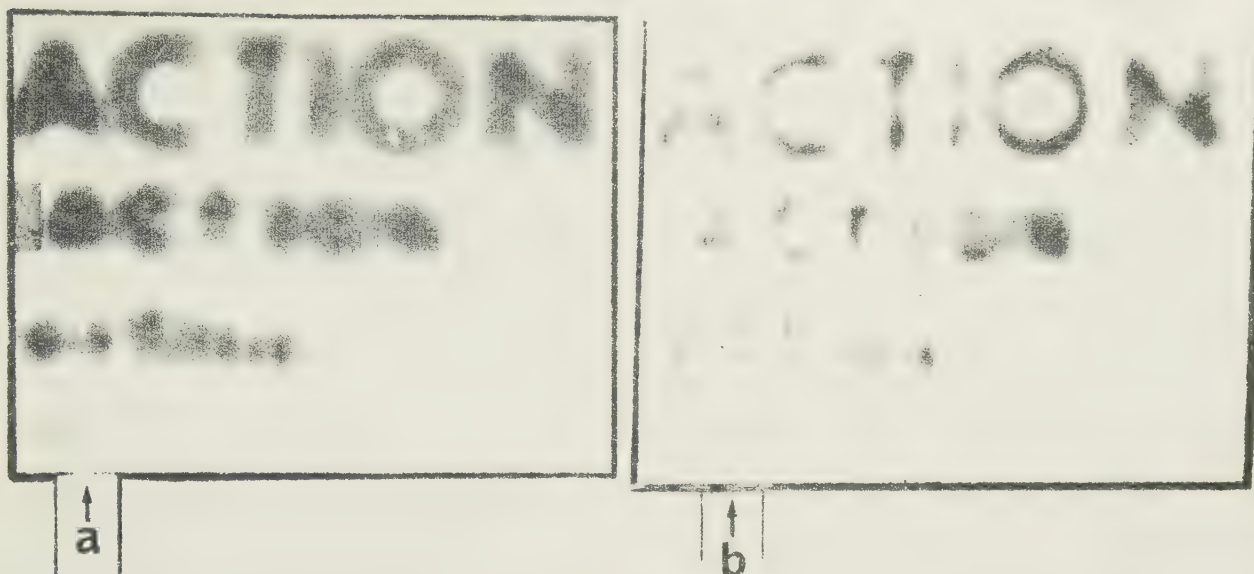


Fig. 4. Experiment illustrating the capability of the $1/H$ filter used for the scanning deblurring in fig. 3 to deblur a complete two-dimensional half-tone photograph. The result shown here was obtained by the direct spatial-frequency holographic Fourier-transform division method according to refs. [2, 11, 12]. a, blurred 2 mm diameter $h(x, y)$ spread function, b, deblurred point.

lographic filter permits one to generate the required positive and negative parts of the all-real [1] deblurring "scanning function" $s(x, y)$ in a single step, by Fourier transformation from the holographic filter, and thus to use a single photoelectric cell for the required deblurring integration. Our arrangement thus permits one to maintain the advantage of the holographic Fourier-transform division filter [2], namely that it may be simply generated by photographic and holographic procedure [3, 4] directly from the experimental point-spread function, without any analytical or electronic computation.

The work which we present here, together with our theory [1], may be considered as a generalization of the incoherent-light spatial-domain image deblurring methods which had been proven to work in cases when the scanning "deblurring" function $s(x, y)$ could be computed rather than generated by experiment, as we do here). Thus a form of spatial-domain image deblurring was used by McLean [3] in an arrangement where a photographic spatial-domain correcting 'mask' was used directly with an annular-aperture lens, to correct for its well-known $J_0(\pi D \theta / \lambda)$ diffraction pattern, in view of the Wild "Culgoora" radioheliograph application. More recently, Tsujiuchi [4] and Swindell [5] showed that spatial-domain deconvolution may be used to 'deblur' photographs, when it is possible to generate separately the computed positive and

negative parts of $s(x, y)$, for instance with two orthogonally-polarized beams, and to use two photocells for the required integration and the associated subtraction. In our method [1], the use of the holographic deblurring filter [2] permits one to maintain the field-amplitude summation property of incoherent-light image-processing arrangements for the deblurring of each elementary blurred image point $h(x, y)$. At the same time, however, our spatial-domain scanning method is also inherently *spatially incoherent*, since the blurred points are successively scanned one after the other, and the blurred image reconstructed point by point. Moreover, the phase-degrading transmission variations across *extended* regions of the photographic emulsions (which tend to plague spatial-frequency domain image deblurring methods) are made to be negligible, in our case according to previous work [6], even though we scan with laser light. Indeed, since the scanning is a strictly *local* process, we take advantage of the well-known excellence in phase transmission uniformity of photographic emulsions (see e.g. the comparison of fig. 2b and fig. 5 in ref. [6]). For completeness [7], we may again draw attention to purely electronic television "image enhancing" arrangements originated by Goldmark and Hollywood [8], notably in the form most recently described by McMann and Goldberg [9]. Of course, our scanning method is destined for using a linearly mo-

duated light source, notably a laser [10] for the image reconstruction, rather than the incandescent lamp which we used for simplicity and illustration.

The mathematical description of our method may be briefly summarized with the aid of the following equations. Let the blurred photograph be

$$g(x', y') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy = f \otimes h, \quad (1)$$

where $f(x, y)$ is the desired "diffraction-limited" image as usual [7], and $h(x, y)$ is the point-spread function. When the image is illuminated with a "scanning function" having a field amplitude $s(x, y)$, the field transmitted through the emulsion is equal locally to $s(x, y)g(x, y)$ with the usual photographic processing precautions [7]. By definition of the convolution integral, the photoelectric current at the focal point of the integrating lens L_2 (fig. 1) becomes equal to

$$s \otimes g = s \otimes f \otimes h, \quad (2)$$

when the photograph $g(x, y)$ is scanned with $s(x, y)$. Accordingly the scanning process will extract the "diffraction-limited" function f (with the same approximations as in refs. [3, 4]) provided that one can realize the condition

$$s \otimes h \approx \delta\text{-function} \quad (3)$$

that is equivalently $SH \approx 1$, where S and H are the spatial Fourier transforms of s and h . Therefore, the scanning function must be

$$s(x, y) = T[S] = T[1/H] \quad (4)$$

where

$$T[\dots] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [\dots] \exp[2\pi i(ax + by)] dx dy$$

is the usual spatial Fourier transformation, and $H = T[h]$. It is eq. (4) which shows that the required scanning function $s(x, y)$ may be indeed be directly generated as an aerial image by Fourier transformation in laser light, using the Stroke and Zech [2] holographic Fourier-transform division filter $[1/H]$ as shown in fig. 1.

Our model experiment, illustrated in fig. 3, has fully born out the theoretical prediction. For theoretical reasons it appeared essential to

demonstrate that a single badly-blurred point $h(x, y)$ (2 mm diameter blur circle, $f = 240$ mm) could be deblurred, as shown. Indeed, as we illustrate in fig. 4, by direct holographic image deblurring [11, 12] using the same $[1/H]$ filter, as in fig. 3, the capability of deblurring a single blurred point in a photograph is also the necessary condition for the deblurring of a complete blurred image.

We may recall in conclusion that the deblurring scanning function $s(x, y)$ is always a real function, partly positive and partly negative, as a consequence of the fact that the blurring spread function $h(x, y)$ is real (i.e. an intensity distribution) and therefore both $H = T[h]$ and $S = 1/H$ are hermitian (e.g. $S^*(u, v) = S(-u, -v)$), as we show in ref. [1].

We wish to thank Professor Dennis Gabor for his kind interest in this work, Professor J. Tsujiuchi and Professor W. Swindell for private communications regarding unpublished aspects of their work, and Drs. L. Beiser, J. Christensen, W. E. Glenn and R. McMann of CBS Laboratories for fruitful discussions and kind suggestions. We also gratefully acknowledge support of this work by the National Aeronautics and Space Administration (Grant NGR-33-015-068).

REFERENCES

- [1] G. W. Stroke, M. Halloua and G. Indebelouw. Phys. Letters 31A (1970) 341.
- [2] G. W. Stroke and R. G. Zech. Phys. Letters 25A (1967) 89.
- [3] D. J. McLean. Proc. Roy. Soc. 263A (1961) 545.
- [4] J. Tsujiuchi. Proc. United Nat. Conf. Exploration and Peaceful Use of Outer Space, Tokyo (1968), private communication.
- [5] W. Swindell. Optical Sci. News Letter 4 (1970) 24.
- [6] D. Gabor, G. W. Stroke, D. Brumm, A. Funkhouser and A. Labeyrie. Nature 208 (1965) 1159.
- [7] J. Tsujiuchi and G. W. Stroke, in: Applications of Holography. U.S.-Japan Conference (1968), eds. E. S. Barrekette, W. E. Kock, T. Ose, J. Tsujiuchi and G. W. Stroke (Plenum Press, New York, 1970).
- [8] P. Goldmark and J. M. Hollywood. Proc. IRE 39 (1951) 1314.
- [9] R. McMann and A. Goldberg. J. Soc. Motion Picture Television Engrs. 77 (1968) 221.
- [10] L. Beiser. Soc. Photo. Eng. News 10 (1967) 18.
- [11] G. W. Stroke and M. Halloua. unpublished.
- [12] G. W. Stroke, F. Furrer and D. R. Lamberty. Opt. Commun. 1 (1969) 141.

ENHANCEMENT OF ELECTRON MICROGRAPHS BY HOLOGRAPHIC IMAGE DEBLURRING

D. J. EVINS, S. H. MOHR, A. J. SAFFIR

Materials Analysis Company, Palo Alto, California 94303, USA

and

M. HALIOUA, G. INDEBETOUW, F. POISSON and G. W. STROKE

State University of New York, Stony Brook, New York 11790, USA

Received 17 October 1970

The long-sought solution to the deblurring of electron micrographs has been obtained by a new extension of the Stroke et al. holographic image deblurring methods. The method is applicable to transmissions as well as to scanning electron microscopy.

Fig. 1b shows an enhanced (deblurred) image which we extracted from the blurred scanning electron microscope microphotograph of fig. 1a by means of a new extension of our holographic Fourier-transform division optical image-deblurring methods, which we have been developing for such applications since 1966 [1-3]. Ever since the work of Gabor in 1948 [4] it has been clear that atomic resolutions could be obtained in electron microscopy if certain inherent instrumental imperfections could be surmounted by *a posteriori* methods, variously called "enhancement", "restoration" or "deblurring". The original suggestions of Gabor have most recently again been taken up and extended [5] in view of the enhancement of resolution in electron microscopy by image holography, but no experimental results have been reported. In these

methods an electron-beam hologram of an imperfect (aberrated) image would be compensated optically in the reconstruction step. Our optical image-deblurring methods, on the other hand, are being used to extract greatly sharpened "deblurred" images from imperfect photographs

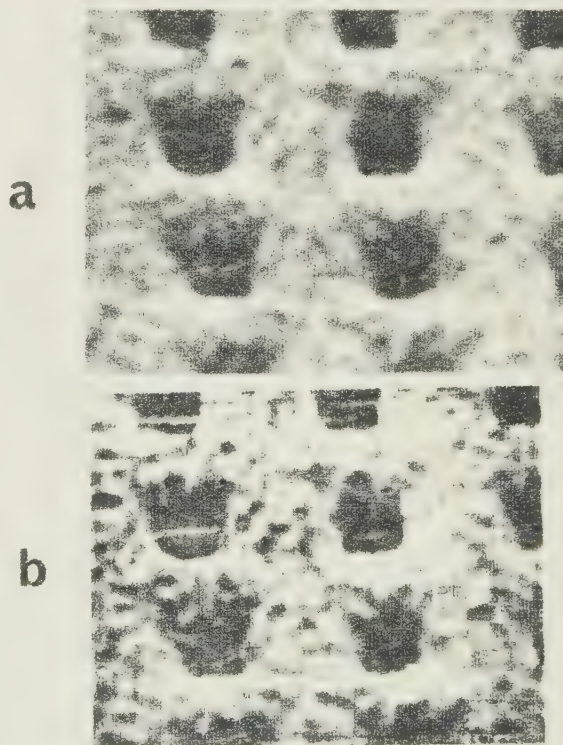


Fig. 1. a) Blurred scanning electron microscope (SEM) continuous-tone microphotograph of a prickly gold grid (1 000 lines/inch) [Materials Analysis Co. Model 700A scanning electron microscope, "secondary electron" mode of operation, accelerating voltage: 20 kV]. b) Deblurred image, extracted from blurred photo of fig. 1a by holographic Fourier-transform division deblurring according to [1,2] using "extended dynamic range" holographic filter with $\gamma = 1$ according to [3]. Note that both the resolution and the related contrast have been enhanced. Auxiliary optical tests show that the blurring in fig. 1a corresponds to a blurr "circle" of 2mm diameter, at the scale shown (it is equivalent to a 22 mm defocusing with $f/11$ lens), and that the deblurring corresponds to a 40% reduction of the blurr circle in this early experiment.

SCANNING ELECTRON MICROSCOPY/1971 (Part I)
Proceedings of the Fourth Annual
Scanning Electron Microscope Symposium
IIT Research Institute
Chicago, Illinois 60616, U.S.A.
April, 1971

HIGH-RESOLUTION ENHANCEMENT IN SCANNING ELECTRON MICROSCOPY
BY A POSTERIORI HOLOGRAPHIC IMAGE PROCESSING

G. W. Stroke and M. Halioua
Electrical Sciences Department
State University of New York
Stony Brook, New York 11790

A. J. Saffir
Stanford University Medical School
Stanford, California 94305

and

D. J. Evins
Materials Analysis Company
1060 E. Meadow Circle
Palo Alto, California 94303

ABSTRACT

A new refinement of the holographic image deblurring method has now enabled an increase in resolution to less than 100 Å in a scanning electron micrograph taken with a microscope capable of "resolving" only 200 Å under the best normal operating conditions for a commercial instrument of its type. The same increase of resolution, by factors in excess of 2 and more, is shown, theoretically, to be equally attainable with micrographs obtained with the best research microscopes in the reflection mode, in the scanning transmission mode, and in other electron microscope imaging. In effect this method provides a means for considerably increasing the resolution, contrast, and S/N ratio of electron microscopes beyond the classical limits which had been generally accepted heretofore, by revealing a posteriori the imaging information encoded in a decodable convolution-integral form in the original micrographs.

DISCUSSION WITH REVIEWERS

Editor: How may one obtain Ref. 10?

Author: The copies, when ready, will be available from Prof. G. W. Stroke.

Reviewer I: There are two ways in which the image in the SEM can be lacking in resolution. First, if the beam is too large, the image will be blurred by the finite cross-section of the beam; this will be constant over the whole image, and your method may work. Second, if the beam is infinitely narrow, the image will be blurred on account of the finite range of secondary electrons in the material; this blurring will not be constant across the image. How could your method work in that case?

Author: The space will prevent a full discussion here. (Ref. 7 in text discusses the general theory of deblurring.) In image deblurring, we aim to improve the observable (or interpretable) resolution. We may simultaneously deal with all blurring effects, namely finite probe diameter d_b , and secondary electron effects represented by a diameter d_e . d_b and d_e are not constant throughout the field; also both depend on local geometry. However, a suitably defined diameter (minimum, or mean or other) d_m , characterizing the whole photograph or selected regions, can be considered by lumping together local contributions of d_b and d_e . The deblurring process does not aim at a perfectly deblurred image, but rather to significantly improve the observable resolution. The optical computation of equation (4) will completely deblur those regions of the photo where d_m equals the diameter d , for which we deblur. For all other regions, let d_m^* be the local value of d_m . The image will still be much improved, since the holographic computing reduces d_m^* to a much smaller value given by $d_m^* \otimes T\left[\frac{1}{T(d)}\right]$ where $\otimes$ indicates a convolution integral according to Eq. 1, and $T(d)$ indicates a Fourier transform according to Eq. 3.

The results discussed in our paper fully support the preceding summary of theory. Recent collaborative work (as yet unpublished) with Prof. A. V. Crewe, provide further verification of the theory. Photographs of much higher initial resolution in transmission scanning mode (Ref. 2), show an improvement in resolution from 5 Å to nearly 2.5 Å. In this work, as well as in the reflection mode SE micrographs, the improvement in resolution is observed for the entire field, indicating that a single deblurring function may be quite sufficient for considerable image enhancement.

Reviewer II: According to your description, the amplitude component of the holographic filter is Gaussian, and hence the point spread function. This is probably a very good over-all approximation to reality. Why, in Fig. 3b, is the amplitude component of the holographic filter a discontinuous annular distribution?

Author: The Fourier transform of a Gaussian function is also Gaussian only if the function extends from $-\infty$ to $+\infty$. In the case of a truncated Gaussian function, the Fourier transform is the convolution of the transformed Gaussian function with the Fourier transform of the truncating function (e.g., according to Eq. 1), and this is the Airy-disk function in Fig. 2.

Reviewer II: According to Eq. 4 the effect of deblurring can be described in Fourier space as well. Which effect would your holographic filter have on a white Fourier spectrum?

Author: The response of the filter to a "white" Fourier spectrum is, by definition (Ref. 7) equal to the transmittance $1/H$ of the filter.

Reviewer II: What is the phase component of the holographic filter that was applied in deblurring images?

Author: The phase component $e^{-i\phi H}$ is the phase factor of the function $H = |H|e^{-i\phi H}$, where $H = H(u,v)$ is the spatial Fourier transform of the spread function $h(x,y)$, according to Eq. 3.

Both of the required components of the holographic filter (amplitude and phase) are experimentally realized from the blur function $h(x,y)$, no matter what the complexity of the filter component (or the spread of function $h(x,y)$) may be. Our method has great advantage of speed and simplicity compared to methods requiring microdensitometer tracing of the blur function and digital computation of its transform. Our computing method can rapidly carry out Fourier-transform computations according to Eq. 4. Image deblurring by our process, requires as little as 2 sec (using Polaroid 3000 film for deblurred photo); it is carried out directly from a copy of the original photograph; its speed is independent of the complexity of the functions g , f , and h ; and microdensitometer scanning and digital encoding required before one can start digital computer processing (with typical computing times of 5 min. to 1 hr) is avoided.

HIGH-RESOLUTION ENHANCEMENT IN SCANNING ELECTRON MICROSCOPY
BY A POSTERIORI HOLOGRAPHIC IMAGE PROCESSING

G.W.Stroke and M.Halioa
State University of New York
Stony Brook,N.Y.11790

A.J.Saffir
Stanford University,Stanford,California, 94305

D.J.Evins
Materials Analysis Company,Palo Alto,California 94303

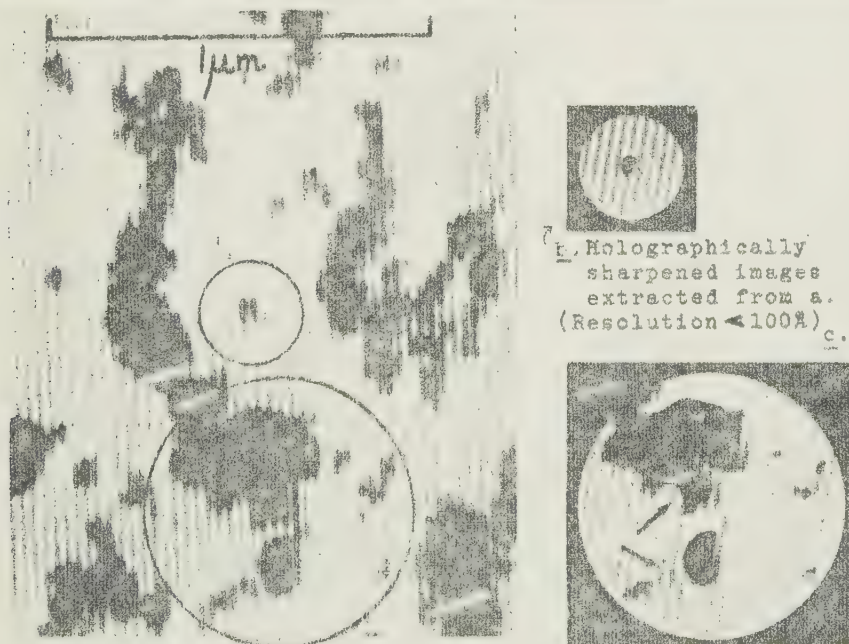
Introduction

Scanning electron microscopy(SEM)has been providing outstanding high-resolution photographs with very great depths of field for many years.Applications include biophysics,the study of materials,surface physics,among others.Many excellent reviews of the principles,achievements,as well as of the problems to be solved,in view of improvements,exist,notably those by Oatley,Nixon and Pease(1),by Crewe(2) and others.The factors affecting the resolution in the SEM have been discussed there,as well as by Broers(3),among others.The need for improving the resolution of SEM micrographs has been at the forefront of research in this field.

It had generally been assumed heretofore that the various intrinsic instrumental and operating limitations,notably those set by the finite electron probe beam size,and by surface penetration

effects,among others,were setting a fundamental "limit of resolution",which could not be surmounted.In particular,it had generally been assumed in electron microscopy that a photograph "blurred" by such instrumental and operating conditions represented the optimum image which could be obtained.

In fact,image information at much higher resolutions than that displayed in the original SEM micrographs can be shown to be contained in a decodable convolution-integral form in such "blurred" photographs(4). We have now succeeded in demonstrating(Figure 1)that greatly sharpened images can be extracted from SEM micrographs,recorded under the best normal operating conditions,which had been considered to be "realistic" for "average specimens",according to generally accepted criteria(1).The holographic deblurring method used(5)is a new extension of the method first described by Stroke in 1967(6).



a.Original SEM micrograph,under optimum conditions(200Å resolution,50,000x,25kV)

Fig.1.Holographic resolution enhancement of SEM micrograph
a. Original SEM micrograph of gold-palladium particles on a collodion film,showing maximum attainable resolution (200Å) obtainable under optimum normal operating conditions.
b.and c.Holographically sharpened images extracted from a. using method described in text,and showing greatly increased resolution(better than 100Å),as well as associated contrast enhancement. Note in particular in b. the decreased dimension of the small particle image and its improved separation from the large one;in c. the greatly enhanced contour resolution, as well as the revealing of an otherwise most probably incorrectly interpreted filamentary structure,such as those shown by the arrows.

Image Processing Methods (Background)

Recent work has demonstrated that greatly sharpened images may be extracted from photographs which have been blurred either by accident (motion, imperfect focus, atmospheric turbulence, instrumental imperfections, etc.) or deliberately, for instance when 'coded' in view of special image processing or synthesis applications. Four image deblurring methods may be distinguished: 1. Coherent optical (laser) analogue processing, 2. Incoherent optical analogue processing (non electronic), 3. Spatial-domain incoherent opto-electronic analogue processing and 4. Digital computer processing. A general review of the field may be found in references (7,8,9). In this paper we give a brief review of the principles of holographic image deblurring methods, originated by Stroke in 1967, and now implemented in a number of forms, all of which appear to indicate that this method of coherent optical image processing is probably the most powerful image-deblurring method available at this time, notably in view of high-resolution image-restoration applications, such as those of SEM microscopy which we discuss here.

Previously unpublished new experimental results obtained by Stroke and Halouna (10), shown here for the first time (Fig.3) demonstrate that it is possible now to extract a clearly readable text (numerals) from a totally unreadable photograph, using a newly perfected form (5) of the 'holographic Fourier-transform division' method originated by Stroke and Zech (6) in 1967. These image deblurring results, with known test objects, are essential in proving that the holographic image deblurring method does in fact faithfully restore the intensity distribution (contours, contrast and details) in the original object, for instance as it would be imaged with a considerably finer electron probe beam than that actually used in the SEM microscope under optimum realistic operating conditions.

Holographic Image Deblurring Method

The general principle of the method has been previously described (5-11). We give here a brief summary of its main features, to the extent that these are essential to the understanding of the application to the deblurring of actual, best attainable SEM micrographs, which we present for the first time here. The holographic image deblurring method which we used in this work is schematically described in Figure 2.).

Holographic image deblurring methods may be operated in two modes:

1. The spatial-frequency (Fourier transform) deblurring mode (Figure 2)

2. The spatial domain "laser-scanning" mode.

Both deblurring modes are based on having the intensity $g(x',y')$ in the "blurred" photograph described by the convolution-integral equation

$$g(x',y') = \iint f(x,y)h(x'-x,y'-y)dx dy \quad [1]$$

where $g(x',y')$ represents the intensity in the photograph of the intensity-modulated CRT face (i.e. as appearing in Figure 1.a) and where $f(x,y)$ is the "diffraction-limited" image of the object which would be obtained with an "infinitely small" diffraction-limited electron probe beam. In other words, $f(x,y)$ is essentially identical to the object (specimen) itself, within conditions that are outside the scope of this paper (see e.g. the detailed analysis in references 7,8 and 9). The function $h(x,y)$ is the so-called point-spread function, i.e. the "blurred" image of a single object point, blurred under the actual conditions under which the object was imaged on the CRT visual display tube. Thus in the case of an SEM instrument, $h(x,y)$ incorporates the blurring which results from the finite electron probe beam dimensions, as well as from its detailed current distribution, from the various electron penetration effects on the specimen surface, and from the sum total of the imperfections of the electronic and CRT display and associated photographic system. It should immediately be noted that the point-spread function $h(x,y)$ characterizes uniquely the entire SEM imaging capability. It should also be noted that this function $h(x,y)$ can be experimentally determined by direct photography of the CRT tube face, using a "point" test specimen, or an edge. Moreover, $h(x,y)$ can also be predicted theoretically with a very good accuracy, in practice.

In this work we used the "spatial frequency (Fourier-transform) deblurring mode" illustrated in Figure 2. The holographic image deblurring is made to work as follows.

Equation [1] may be written in the Fourier domain (8) in the form

$$G(u,v) = F(u,v)H(u,v) \quad [2]$$

where $G(u,v)$, $F(u,v)$ and $H(u,v)$ are the spatial Fourier transforms of $g(x,y)$, $f(x,y)$ and $h(x,y)$, respectively, for instance in the normalized form

$$G(u,v) = \iint g(x,y) \exp[2\pi i(ux+vy)] dx dy \quad [3]$$

As shown in Figure 2. the deblurred image $f(x,y)$ may be extracted from the blurred photo $g(x,y)$ by performing the division

$$\frac{G(u,v)}{H(u,v)} = F(u,v) \quad [4]$$

and by taking the inverse Fourier transform of $F(u,v)$. The deblurring (i.e. restoration) is perfect to the extent that spatial frequencies which have been attenuated to zero in the blurred photograph will not be restored, of course. Also, considerations of noise need to be involved. Experience has shown, however, that these limitations are of secondary importance in most cases. In practice, deblurring according to equation [4] results in remarkably striking improvements, as shown in the results of Figures 1, 2, 3 and 4. The success

in obtaining these remarkable results depends crucially on most exacting accuracy and care in the photographic production of the new Stroke and Haloua holographic Fourier-transform division filter, $1/H(u,v)$, according to reference (5). The filter is produced in the form of a two-part "sandwich"

$$\frac{1}{H(u,v)} = \frac{\exp[-i\phi_H]}{|H|} \quad [5]$$

as illustrated in Figure 2. The numerator part of the filter is a hologram, forming the phase part of the filter, and the denominator is an amplitude filter, as shown. Both the hologram part, as well as the denominator amplitude part of the filter are realized experimentally from the spread function $h(x,y)$. Considerable theoretical

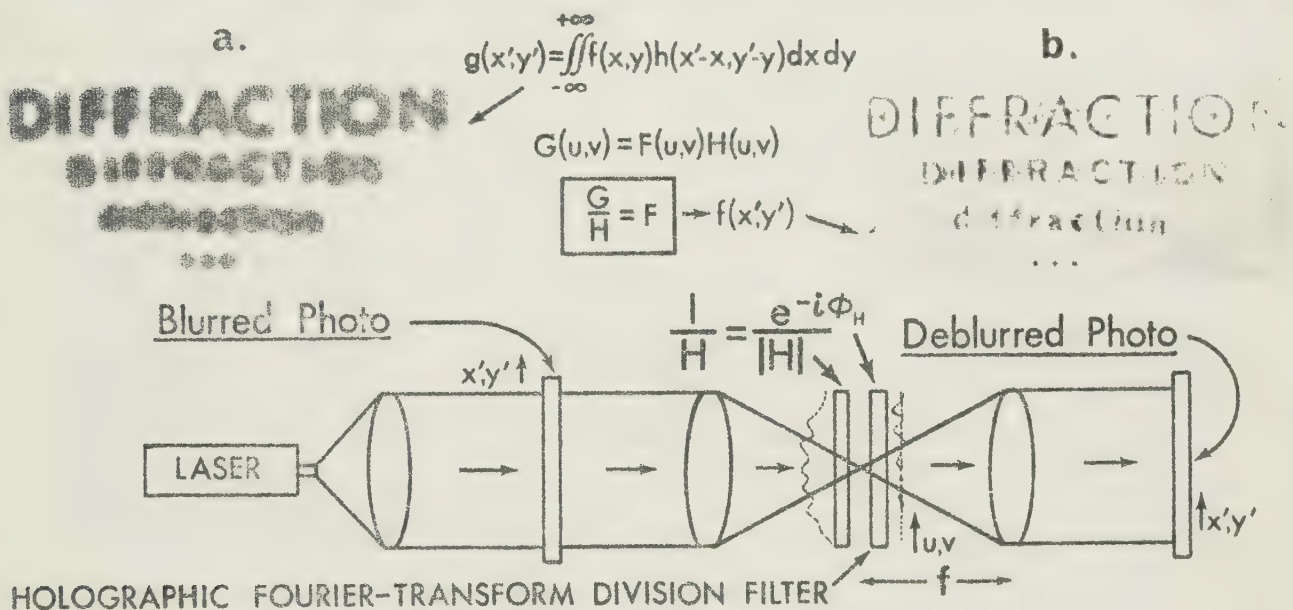


Figure 2. Holographic image deblurring arrangement according to (5,6,7,8).

The arrangement shown operates by deblurring the blurred photographic transparency $g(x',y')$ in the spatial Fourier transform domain, according to eq. (4) above. The details of optical image deblurring (5-9) are highly mathematical in nature and exceed the scope of this paper. The general principles may however be readily understood with the aid of an illustrative sketch as in this figure. In physical terms, the principles of optical image deblurring may be quite readily compared to electrical signal filtering methods, such as those used in high-fidelity sound reproduction equipment. As in acoustical sound "frequency equalization", the optical image deblurring procedure consists in suitably acting on the spatial frequencies (u,v plane) of the blurred photograph by means of a deblurring "filter" in a way which permits one to display the photograph in a form more readily interpreted by a human observer. The inserts show: a. Blurred strongly defocused photo (comparable to Fig. 1.a.), b. Holographically deblurred image. Note in particular the deblurring of the letter "A" (in "DIFFRACTION"), of which the central region is so strongly blurred that its center appears black in place of white. No "contrast enhancement" method alone could have deblurred this letter to reverse the contrast from black to white, as achieved in b. In fact a "contrast enhancement" would have still further accentuated the blurring! The degree of deblurring is measured by the points.

and experimental detail is involved in the realization of the holographic Fourier-transform division filter $1/H(u,v)$. One of the basic parameters in the production of the deblurring filter is the recording over a sufficiently large "dynamic" (photographic) range. Thus the filter of equation [5] requires a dynamic range of 3 (on a logarithmic scale) for adequate restoration, using a "gamma" of 1 (slope of the photographic H-D curve equal to 1) to obtain the required transmission

$$\frac{1}{|H|}$$

from the recording $|H|^2$, using the well-known relation

$$|E_T| = I^{-\gamma/2} \quad [6]$$

between the photographic exposure I , the amplitude transmittance $|E_T|$ and the photographic gamma γ , in the linear range of the photographic H-D curve (8). To succeed

in obtaining a linear transmittance over such a huge dynamical range as 3 [and even 6, as we achieved in our earlier Stroke and Zech form of the holographic image deblurring filter, according to ref (6)], we have been making extensive use of the photographic "masking" method, of which we gave early details in 1969 (12). The phase part of the filter, in the form $\exp[-i\phi_H]$, is realized by Fourier-transform holography according to Stroke (8). Additional details of the filter realization, and especially of the intricate sensitometry involved and of amplitude weighting requirements are only now becoming fully ready for description. They are outside the scope of this paper, because of restrictions of space, and will be given in a separate publication (10). The amplitude part of the filter used in this work is shown in Figure 3, together with the deblurring of a test chart, used to prove the imaging faithfulness of the deblurring process.

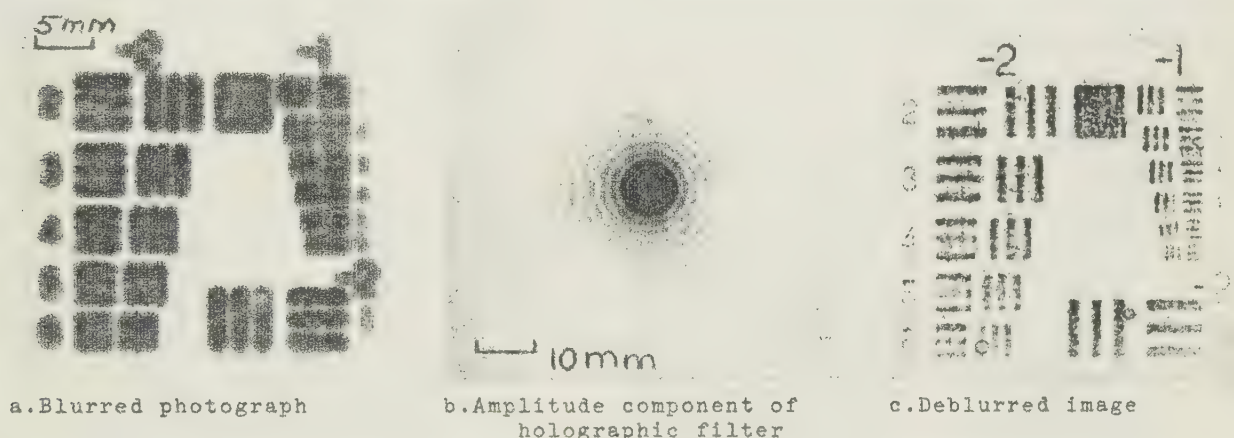


Figure 3. Holographic deblurring of a deliberately blurred photograph to prove the imaging faithfulness of the deblurring process.

a. Strongly defocused photograph, deliberately blurred so as to have the same spread function blur - circle diameter as that estimated to correspond to the 200Å "resolution" image element of the original SEM micrograph of Fig. 1. a. The deblurred image shown here in c. was extracted from the blurred photo a. using the arrangement of Fig. 2., using the same holographic Fourier-transform division filter (amplitude component shown here in b.) as that used for the deblurring of the SEM micrograph of Fig. 1., except that a further additional improvement in the deblurring of the more recent (3 Feb. 1971) SEM micrograph work of Fig. 1. was obtained with a slight Gaussian amplitude weighting of the filter, to correspond more closely to the theoretical intensity profile of the electron-beam probe and to penetration effects. This additional deblurring refinement in no way changes the validity of the imaging faithfulness of the deblurring process, as demonstrated here, as well as in Figures 2 and 4. Note that the numerical characters on the right side are clearly readable in the deblurred image, while being completely unreadable in the blurred photo. [The 5mm and 10mm dimensions shown correspond to the arrangement in Fig. 2. with all focal lengths of the lenses being $f=2,400$ mm]. It may also be noted that a "Gibbs phenomenon", characteristic of many filtering systems in electronics and elsewhere, is clearly apparent in the holographically deblurred image shown here. It was however completely suppressed in the holographic deblurring of the SEM micrograph of Fig. 1. by means of the new amplitude weighting refinement discussed above. The important S/N gain of the holographic image deblurring process is illustrated with the aid of Figure 4.

Signal to Noise(S/N) Advantages of Holographic Image Deblurring of SEM Micrographs.

Two advantages characterize our method:

- 1.Improvement in resolution.
- 2.Improvement in S/N ratio and contrast.

The improvement in resolution was demonstrated above.The best resolution enhancement results which we have obtained at the time of submission of this paper (6 Feb.1971) show an improvement of resolution from 200Å to 70Å, i.e.by a factor of almost 3, as shown in Fig.4.

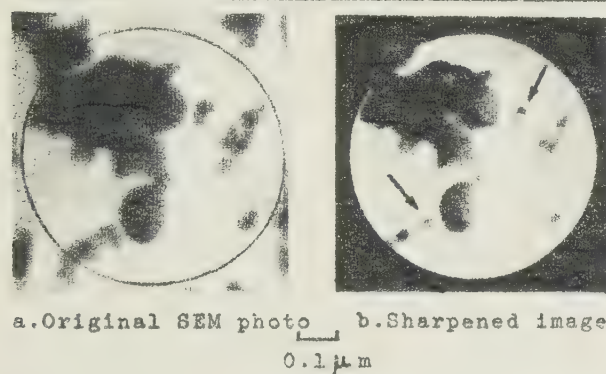


Figure 4. Holographic resolution enhancement of SEM micrograph.

- a. Original SEM micrograph,under optimum conditions(200Å resolution, 50,000 x magnification,25kV),the same as shown in Fig.1.a.
- b. Holographically sharpened image extracted from a. using arrangement of Fig.2. and showing resolution better than 70Å. The additional improvement compared to Fig.1.b. results from refined adjustments and from slightly different photographic processing.

These improvements indicate that more detail is retrievably contained in the original SEM photo than may be shown extracted in any single sharpened image. Note,in particular the features indicated by the arrows,which would have been most probably quite incorrectly interpreted in the original SEM micrograph a.

The improvement of S/N,now to be discussed,is a real one.The theory of S/N in SEM microscopy which we use here was first given by T.E.Everhart(13)[see also ref.14]. For an electron beam having $\bar{n}$ electrons in the beam striking the specimen, the signal to noise ratio is given by the equation

$$\frac{S}{N} = (1 + \frac{1}{\bar{n}})^{-1/2} \sqrt{\bar{n}} \quad [7]$$

where $\bar{\sigma}$ is the secondary emission factor (14). The threshold contrast in the image is related to the S/N ratio and is given by Rose(15) in the form

$$(\frac{\Delta S}{S})_{th} = k(\frac{S}{N})^{-1} \quad [8]$$

where k is a numerical factor[e.g. 5, according to (1)]. Finally,it is well known that the S/N ratio increases about linearly (actually with a 4/3 power) with the probe beam diameter d,e.g. as

$$\frac{S}{N} \propto d^{4/3} \quad [9]$$

according to K.C.A.Smith(16).

It follows that an increase in usable probe beam diameter results in a proportional increase of S/N.The significance of this remark is that the deblurred image not only has an increased resolution,say by the factor of 3(as actually already achieved,see Fig.4),but also the sharpened image has a S/N ratio 3 times greater(in this case) than that which would correspond to an image originally recorded with this finer probe diameter,had it been recordable with such a fine probe beam diameter under realistic conditions.

This important conclusion has in fact been verified by two of us(Stroke and Hallioua,ref.5)in an independent deblurring of X-ray pinhole-camera photos of the Sun, as shown in Fig.5.

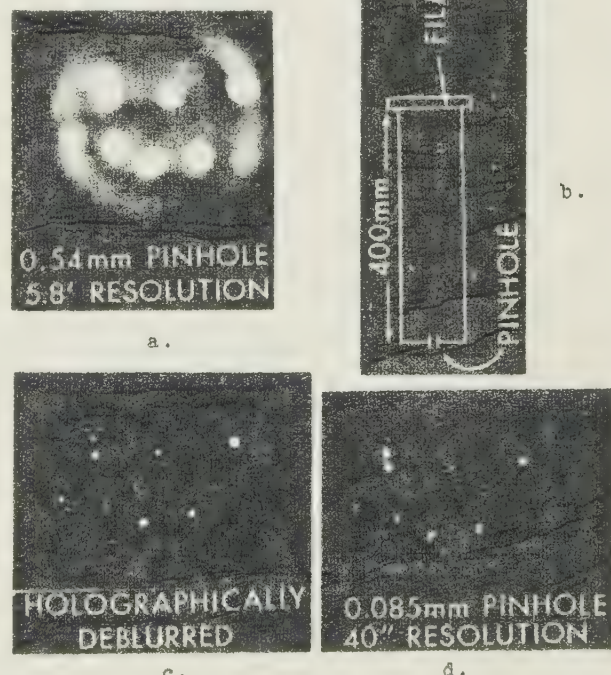


Figure 5. Holographic sharpening of X-ray pinhole camera photos of Sun(see ref.5)to demonstrate S/N and resolution increase of method used for SEM work here.

Handwritten notes in the upper right quadrant, appearing as a list or series of short entries.

Handwritten notes in the middle left quadrant, consisting of several lines of text.

Handwritten notes in the bottom left quadrant, including a small sketch or diagram.

The pinhole camera photos were obtained on Schuman plates in the 44-70Å range on May 20, 1968 from an Aerobee rocket by K. Fredga, W.S. Muney and J.H. Underwood, and deblurred by Stroke and Halicoua in the Summer 1969 at Stony Brook(5). In this case, several X-ray photos of the Sun were obtained with pinholes of different sizes. The one used for sharpening was photographed with a large 0.54mm diameter pinhole, with a 400mm distance to the film, as shown in Fig. 5., and thus with a very good S/N ratio, about 6.35 times better than that of the 0.085mm pinhole, but displaying a resolution divided by the same factor, thus resulting in an apparently strongly blurred photo Fig. 5.a. This photo may be taken also as an illustration of the convolution integral eq. [1], basic in this work). However the intrinsic resolution of the "blurred" photo, according to our eq. [1] is in fact 6.35 times higher than that of the small pinhole photo of Fig. 5.d., because of the higher S/N ratio. This is fully born out by the clearly much higher resolution in the holographically deblurred image of Fig. 5.c., extracted from the "blurred" photo of Fig. 5.a. by means of the same arrangement as that which we used for the sharpening of the SEM photos in this work. The increase of resolution is clearly apparent by comparison of the sharpened image of Fig. 5.c. (extracted holographically from the large-pinhole photo of Fig. 5.a.) with the small pinhole photo of Fig. 5.d. The situation in SEM microscopy is even a little more favorable, because of the $d^{4/3}$ proportionality, compared to the d proportionality applicable to the pinhole camera.

Conclusion

We have demonstrated that holographic image sharpening of SEM micrographs permits one to dramatically increase the resolution attainable with SEM microscopes operating under optimum conditions. The method is applicable to the sharpening of images obtained with even the most powerful microscopes, and thus provides a new means for considerably increasing the resolutions in SEM microscopy, beyond the classical limits which had been generally accepted heretofore. Further improvements of our method may also include the use of our spatial-domain laser-scanning deblurring mode(17,18), which also permits one to process very large photos in one step, if desirable.

Acknowledgements

One of us (G.W.S.) wishes to most gratefully acknowledge the kind support by the National Science Foundation(Grant GK-27 313) of this work, notably in view of its biomedical applications, and the Mate-

rials Analysis Co.'s support of this work by providing their MAC SX-II scanning electron microscope and facilities for the recording of the micrographs shown.

References

1. Oatley, C.W., Nixon, W.C. and Pease, R.F.W., "Scanning Electron Microscopy", in *Advan Electronics & Electron Physics*, Vol. 21 (1965, Academic Press, N.Y.) 181-247
2. Crewe, A.V. "The Current State of High Resolution Scanning Electron Microscopy" in *Quart. Rev. of Biophysics*, 3(1970)137-175
3. Broers, A.N., "Factors Affecting Resolution in the S.E.M." in *Scanning Electron Microscopy/1970* (IIT Research Institute, Chicago), p. 1-8.
4. Stroke, G.W., "Diffraction Gratings", in *Handbuch der Physik*, Vol. 29 (Ed. S. Flugge, Springer Verlag, Berlin, 1967) 426-754
5. Stroke, G.W. and Halicoua, M. "A New Holographic Image Deblurring Method", *Physics Lett.* 33A(1970)3-4
6. Stroke, G.W. and Zech, R.G., "A Posteriori Image Correcting Deconvolution by Holographic Fourier-Transform Division", *Physics Lett.* 25A(1967)89-90
7. Stroke, G.W., "Image deblurring and aperture synthesis using a posteriori processing by Fourier-transform holography" *Optica Acta*, 16(1969)401-422
8. Stroke, G.W., *An Introduction to Coherent Optics and Holography*, Second Edition, (Academic Press, New York, 1969)
9. Tsujiuchi, J. and Stroke, G.W., "Optical Image Deblurring Methods" in *Applications of Holography* (Oct. 1969 U.S.-Japan Seminar on Holography), ed. by E.S. Barrekette, W.E. Kock, T. Ose, J. Tsujiuchi and G.W. Stroke [Plenum Publ. Corp. New York, 1971]
10. Stroke, G.W. and Halicoua, M. (in preparation)
11. Stroke, G.W., Indebetouw, G. and Puech, C., "A posteriori holographic sharp-focus image restoration from ordinary blurred photographs of three-dimensional objects photographed in ordinary white light" *Physics Lett.* 26A(1968)443-444
12. Stroke, G.W., Furrer, F. and Lamberty, D., "Deblurring of Motion-Blurred Photographs Using Extended-Range Holographic Fourier Transform Division" *Optics Com.* 1(1969)141
13. Everhart, T.E., Ph.D. Thesis, Cambridge University (1958)
14. Thornton, P.R., *Scanning Electron Microscopy* (Chapman and Hall, London, 1968)
15. Rose, A. in *Advan. Electronics*, 1(1948)131
16. Smith, K.C.A., Ph.D. Thesis, Cambridge University (1956)
17. Stroke, G.W., Halicoua, M. and Indebetouw, G., "Laser-Light Spatial-Domain Scanning Deconvolution of Blurred Photographs Using the General Holographic Deblurring Filter", *Physics Lett.* 31A(1970)341-342
18. Stroke, G.W., Halicoua, M., Indebetouw, G. and Poisson, F., "ibid." *Optics Communic.* 1(1970)355-358.

